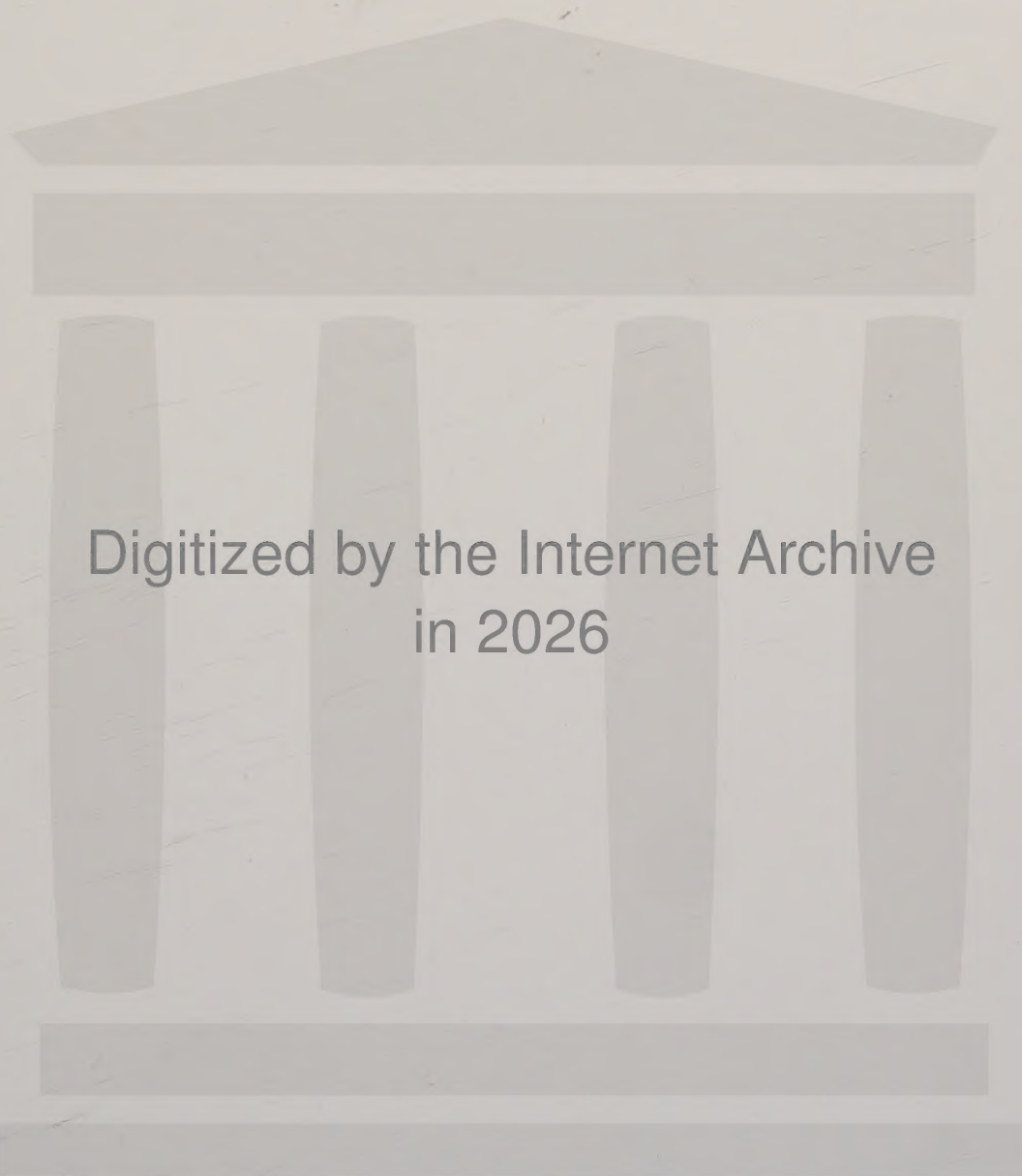


THESE de DOCTORAT D'ETAT
ES-SCIENCES PHYSIQUES présentée **A LA**
FACULTE DES SCIENCES DE PARIS
par Raymond SENÉ pour obtenir le grade de DOCTEUR
ES-SCIENCES.

Sujet: CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA STRUCTURE
DU NOYAU ^{12}C A L'AIDE DE NEUTRONS POLARISES
DE 14,1 MeV.

Soutenue le 29 Juin 1971 devant la Commission d'Examen.
Président: M. F. PERRIN, Examineurs: Mme. BENOIST-
GUEUTAL, M. J. THIRION, Mme. H. MATHIEU FARAGGI



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550420_0005

A mes parents

A Monique



I - INTRODUCTION

=====

Les particules polarisées donnent un moyen direct d'étude de la dépendance en spin des réactions nucléaires. La polarisation étant par ailleurs un phénomène d'interférence entre ondes partielles, son étude permettra de mettre en évidence de petits effets que les mesures de section efficace ne décèleraient pas.

Schwinger en 1948 (Sc 48) suggéra que le couplage spin-orbite pouvait produire une polarisation dans la diffusion élastique nucléon-noyau et proposa l'observation de cette polarisation dans des expériences de double diffusion.

Tant qu'il fut nécessaire d'opérer par double diffusion pour mesurer les polarisations, les mesures furent limitées. Il a fallu attendre l'apparition des sources de particules polarisées pour que des études systématiques soient entreprises.

Toutefois ces sources étaient des sources de particules chargées (P,D,He³...). Afin de pouvoir comparer les interactions neutron-noyau et proton-noyau et étudier les résonances dans le système (n, A^Z) nous avons réalisé un générateur de neutrons polarisés de 14 MeV.

Des travaux antérieurs effectués dans le Laboratoire avaient porté sur l'étude de la diffusion des neutrons sur le C¹² et avaient conduit à la première mesure de la section efficace différentielle par excitation du niveau 3^- de 9,63 MeV (He 60) ainsi qu'à des essais d'interprétation théorique

(Se 60). C'est tout naturellement par l'étude de la diffusion sur le C^{12} que nous avons commencé les expériences avec un faisceau de neutrons polarisés.

Nous avons mesuré les distributions angulaires de l'asymétrie en diffusion élastique et inélastique (par excitation du niveau 2^+ de 4,43 MeV) de neutrons polarisés de 14,1 MeV sur le C^{12} .

Ces travaux ont été effectués au Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France à l'aide de "Pénélope" générateur de neutrons polarisés de 14 MeV que nous avons construit et dont l'étude a fait l'objet de la thèse d'Heyman (He 66).

Après une brève description du générateur et de ses systèmes annexes nous présenterons l'ensemble de détection et la logique instrumentale dont nous avons doté l'appareil , qui permettent de mesurer les asymétries sur quatre angles en simultané (8 détecteurs). Puis nous exposerons la méthode d'acquisition des données et leur prétraitement en vue de l'obtention des résultats physiques.

Enfin, après un rappel du formalisme théorique, nous présenterons les résultats de l'interprétation des mesures, résultats qui seront comparés à des mesures faites à des énergies voisines avec des neutrons et avec des protons.

II - GENERATEUR DE NEUTRONS POLARISES

=====

1. Réaction de production des neutrons
2. Sources de deutons polarisés
 - 2.1 Faisceau atomique
 - 2.2 Séparation magnétique
 - 2.3 Transition de radiofréquence
 - 2.4 Ionisation
3. Accélérateur
4. Détection des alphas
5. Caractéristiques de fonctionnement du générateur
6. Conclusion

II - GENERATEUR DE NEUTRONS POLARISES

=====

Lorsqu'en 1959 nous avons envisagé d'étudier les effets de polarisation des neutrons dans la zone d'énergie de 10 à 15 MeV, deux techniques étaient possibles :

- une première diffusion des neutrons sur un élément puis la détermination de la polarisation des particules émergentes par la mesure de l'asymétrie résultant d'une nouvelle diffusion ;
- la production préalable de neutrons polarisés puis leur diffusion.

La première méthode pose des problèmes techniques extrêmement aigus et ne permet pas d'effectuer de mesures de diffusion vers l'arrière. Elle a été cependant utilisée au M.I.T. par Zombeck (Zo 67) qui n'a pu aller au delà de 88°.

La deuxième solution était rendue plus séduisante par l'étude de Galonsky et al (Ga 59) qui envisageait l'utilisation de la réaction $T(d,n)He^4$ comme test de polarisation d'un faisceau de deutons, appuyée par l'étude de Goldfarb (Go 59) dans le cadre d'une analyse générale des réactions avec deutons polarisés. Ces travaux ont montré que les neutrons produits sont polarisés si les deutons incidents le sont.

Par ailleurs, les travaux du groupe de Saclay (Thirion, Beurtey et Papineau) présentés au 1^{er} congrès international sur les phénomènes de pola-

risation des nucléons se tenant à Bâle en 1960 (Th 60) indiquaient la voie à suivre pour la construction d'une source de deutons polarisés.

Cette méthode de production de neutrons polarisés utilise la réaction classique $T(d,n)He^4$ qui présente les avantages suivants :

- cette réaction, ayant une résonance à 107 KeV ($J = 3/2^+$, $l_d = 0$, $l_n = 2$) (Aj 55, Br 60) ne nécessite qu'une tension d'accélération de 100 à 150 KV (fig. II-1) ce qui a permis de construire un accélérateur électrostatique de faibles dimensions fondé en partie sur des techniques étudiées par C. Magnan dans le laboratoire et depuis devenues classiques ;

- l'énergie d'accélération des deutons étant faible devant le Q de la réaction (17,586 MeV) celle-ci a lieu "pratiquement dans son centre de masse", ce qui permet d'avoir des particules quasi-monocinétiques. Par exemple, pour une énergie incidente $E_d = 150$ KeV, et pour un angle d'émission des neutrons de $90^\circ \pm 3^\circ$ par rapport au faisceau incident, l'énergie des neutrons est de $14,1 \pm 0,04$ MeV (Fig. II-2) ;

- la particule alpha, émise en même temps que le neutron, fournit par sa détection une excellente origine des temps pour la mesure du temps de vol des neutrons diffusés (méthode classique de la "particule associée"). Cette mesure du temps de vol permet d'obtenir l'énergie des neutrons.

Nous allons tout d'abord faire un bref rappel du mécanisme de la réaction de production des neutrons, puis nous décrirons succinctement la source dont l'étude a fait l'objet de la thèse d'Heyman (He 66) : nous nous plaçons dans l'optique de l'utilisateur et nous n'insistons que sur les points essentiels aux mesures de polarisation.

1 - Réaction de production des neutrons

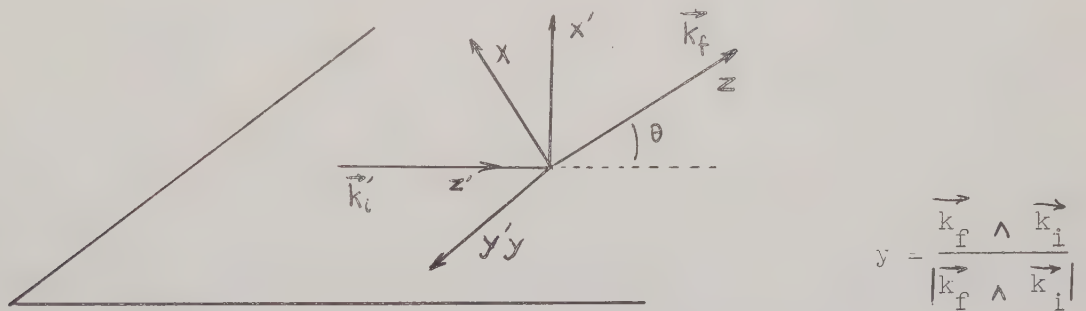
Considérons la réaction $T(d,n)He^4$ en nous référant à l'étude d'Ohlsen (Oh 67 et 70). Pour une énergie des deutons incidents de 100 à 200 KeV cette réaction passe presque exclusivement par la résonance $J = 3/2^+$, $l_d = 0$, $l_n = 2$ de 107 KeV avec une faible contribution de la voie de spin $J = 1/2^+$. Ohlsen a calculé que pour le faisceau le plus général de deutons polarisés, la section efficace et la polarisation résultantes sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{12 K^2} \left[|R_{1/2}|^2 + 2 \left(|R_{3/2}|^2 + 2 \operatorname{Re} (R_{1/2} R_{3/2}^*) + |R_{3/2}|^2 \right) \right. \\ &\quad \left(-\sqrt{3} \sin^2 \theta \operatorname{Re} (e^{-2i\phi} \rho_{22}) - 2\sqrt{3} \sin \theta \cos \theta \operatorname{Re} (e^{-i\phi} \rho_{21}) \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\sqrt{2}}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \rho_{20} \right) \right] \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} < \sigma_x > &= \frac{\sqrt{3}}{12 K^2} \left[2 \operatorname{Im} (R_{1/2} R_{3/2}^*) - \sin \theta \operatorname{Im} (e^{-2i\phi} \rho_{22}) + \cos \theta \operatorname{Im} (e^{-i\phi} \rho_{21}) \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{12 K^2} \left[|R_{1/2}|^2 + \operatorname{Re} (R_{1/2} R_{3/2}^*) - 2 |R_{3/2}|^2 \right] \right. \\ &\quad \left. \left(\sqrt{2} \cos \theta \operatorname{Re} (e^{-i\phi} \rho_{11}) + \sin \theta \rho_{10} \right) \right] \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} < \sigma_y > &= \frac{\sqrt{3}}{12 K^2} \left[2 \operatorname{Im} (R_{1/2} R_{3/2}^*) \left[\sin \theta \cos \theta \operatorname{Re} (e^{-2i\phi} \rho_{22}) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (2 \cos^2 \theta - 1) \operatorname{Re} (e^{-i\phi} \rho_{21}) - \sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cos \theta \rho_{20} - \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{12 K^2} \right] \right. \\ &\quad \left. \times \left[|R_{1/2}|^2 + \operatorname{Re} (R_{1/2} R_{3/2}^*) - 2 |R_{3/2}|^2 \right] \operatorname{Im} (e^{-i\phi} \rho_{11}) \right] \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \langle \sigma_z \rangle = \frac{1}{12} K'^2 \sqrt{\frac{2}{3}} \left[|R_{1/2}|^2 - 2 \operatorname{Re} (R_{1/2} R_{3/2}^*) + |R_{3/2}|^2 \right]$$

$$\left[\cos \theta \rho_{10} - \sqrt{2} \sin \theta \operatorname{Re} (e^{-i\phi} \rho_{11}) \right]$$

où la polarisation des deutons est décrite sur un système de coordonnées dont l'axe z' coïncide avec la direction du faisceau incident et celle des neutrons sur un système dont l'axe z coïncide avec la direction de leur impulsion



- si y et y' sont pris confondu, $\phi = 0$;
- ϕ est l'angle d'émission du neutron par rapport à la direction du faisceau de deutons incidents ;
- $R_{1/2}$ et $R_{3/2}$ sont les éléments de la matrice de réaction correspondant aux voies $J_{1/2}$ et $J_{3/2}$;
- la matrice densité décrivant le faisceau de deutons le plus général est la suivante :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}} (\rho_{1-1} + \rho_{2-1}) & \sqrt{3} \rho_{2-2} \\ -\sqrt{\frac{3}{2}} (\rho_{11} + \rho_{21}) & 1 - \sqrt{2} \rho_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}} (\rho_{1-1} - \rho_{2-1}) \\ \sqrt{3} \rho_{22} & -\sqrt{\frac{3}{2}} (\rho_{11} - \rho_{21}) & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} \end{pmatrix}$$

sur la base des opérateurs T_{ij} de Lakin (La 55) ;

- Les trois paramètres $p_{1\mu}$ sont généralement appelés termes de polarisation vectorielle et les cinq paramètres $p_{2\mu}$ termes de polarisation tensorielle. La description de la source de deutons va nous permettre de réduire le nombre de ces paramètres.

2 - Source de deutons polarisés

La source du Collège de France est d'une conception analogue à celle développée au CEN de Saclay (Be 63). Le principe en est le suivant :

- Nous créons d'abord un jet atomique de deutérium dans son état fondamental, puis nous séparons les composantes de structure fine du spin électronique par effet Stern et Gerlach en champ fort. (Fig. II-3).

- La polarisation nucléaire est obtenue par une transition à haute fréquence en passage adiabatique basée sur les idées d'Abragam et Winter (Ab 58).

- L'ionisation par plasma, après compression du faisceau d'un type original a été étudiée par Heyman (He 63 et 66) et mise au point par Delpierre (De 67) dans notre groupe, au Collège de France.

2.1 - Faisceau atomique

Après dissociation du deutérium par une décharge à haute fréquence (1 Kw, 20 Mhz) dans une tuyère en pyrex, le jet atomique est obtenu par la succession d'un système convergent-divergent (tuyère de Laval) puis de diaphragmes dans une succession d'enceintes maintenues à des pressions décroissantes (Fig. II-4).

2.2 - Séparation magnétique

Dans un champ magnétique inhomogène la force qui s'exerce sur un moment magnétique $\vec{\mu}$ est

$$\vec{F} = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{B})$$

pour un champ fort (B de 10^3 à 10^4 gauss) on peut négliger le moment nucléaire

$$F = \mu \nabla B$$

- Si le système magnétique possède une symétrie cylindrique, le groupe d'atome de $m_J = \frac{1}{2}$ subit une force focalisante. Nous utilisons un quadrupôle de 50 cm de long dont l'ouverture progressive a été calculée pour obtenir une focalisation au centre de l'ioniseur

A l'entrée le champ est de 6800 gauss, à la sortie de 4000 gauss. Le diamètre du cercle de gorge est croissant de 14 mm à 25 cm puis il reste constant.

2.3 - Transition de radiofréquence

La transition effectuée est celle qui fait passer de l'état $F = 3/2 \quad m_F = -1/2$ à l'état $F = 1/2 \quad m_F = -1/2$ (fig.II-3). Nous travaillons à une fréquence de 420 Mhz dans un champ de 141 gauss. Le champ directeur est produit par des bobines de Helmholtz. Des enroulements supplémentaires permettent d'assurer la condition d'adiabaticité ($\Delta H = 2,2$ gauss/cm) (Fig. II-5).

3 - Ionisation

L'ioniseur est constitué d'un bulbe en pyrex qui recueille le faisceau en le comprimant (Fig. II-6). L'ionisation est effectuée par la création d'un plasma entretenu par une haute fréquence (150 Mhz - 80 watts).

La pression étant insuffisante pour créer un plasma stable, un apport de gaz tampon (néon) permet d'augmenter la densité électronique. Pour un réglage particulier de l'accord de la HF, il s'établit un régime pour lequel le mélange extrait est enrichi en deutérium (par rapport à la composition du mélange dans le bulbe) et pour lequel la dépolarisation est minimale. Pour éviter au mieux la recombinaison du faisceau atomique et la dépolarisation, il a été nécessaire d'écarter le plus possible la présence de métal dans le bulbe. Pour cela, les boucles de haute fréquence sont à l'extérieur de l'enceinte, l'anode est située dans un tube de pyrex percé de trous (pour le passage des électrons et pour l'alimentation en gaz tampon), la cathode (à la masse) est un tube d'aluminium encapuchonné par un tube de quartz. Le bulbe d'ionisation est soumis à un champ magnétique de 760 gauss qui assure le découplage en champ fort et fixe l'axe de quantification dans la direction du faisceau extrait. Le tube d'arrivée du gaz tampon permet à volonté d'injecter du deutérium directement dans l'ioniseur et ainsi d'effectuer des mesures en faisceau non polarisé, avec un flux tout à fait comparable à celui des générateurs de neutrons de 14 MeV classiques.

3 - Accélérateur

L'accélérateur électrostatique, (Fig. II-7) alimenté par un générateur SAMES de 150 Kv négatif, possède une optique du type Magnan.

De nombreux problèmes se sont posés du fait que la source à la masse imposait une cible à la haute tension.

Ainsi, il n'a pas été possible de laisser la cible à l'air libre. L'enceinte à vide coiffe donc le porte-cible, ce qui en plus de la matière

parasite interposée, impose des limitations géométriques pour les mesures vers l'arrière.

Le refroidissement de la cible à la haute tension est assuré par une circulation de fréon distribué par des tubes de téflon permettant un bon isolement.

4 - Détection des alphas

La détection des particules alpha émises en coïncidence avec les neutrons a posé des problèmes délicats pour deux raisons, la première étant la distance de claquage sous vide entre le porte-cible et le détecteur alpha, la seconde le flux intense des électrons éjectés par effet de pointe par les moindres aspérités d'une surface portée à une haute tension négative. Le détecteur alpha (Fig. II-8) est situé à 39 cm de la cible, à un angle moyen de $4^{\circ} 50'$ correspondant à des neutrons émis à 90° pour une énergie des deutons incidents de 125 KeV.

Un champ magnétique de 1000 gauss placé à mi-distance élimine la plus grande partie des e^{-} (de 150 KeV maximum) sans modifier sensiblement la trajectoire des alphas de 3,5 MeV.

Une feuille mince d'aluminium de 5μ est placée juste en avant du scintillateur. Celui-ci est une feuille de Ne 102 de 0,1 mm d'épaisseur collée sur une fenêtre de plexiglass qui assure la tenue sous vide et la transmission de la lumière vers un photo-multiplicateur placé à l'extérieur de la chambre de cible. Le long de la zone de 13 cm ainsi ménagée entre l'aimant et le photo-multiplicateur est interposé un blindage magnétique énergique de ce dernier.

5 - Caractéristiques de fonctionnement du générateur

Le faisceau de deutons que nous venons de décrire possède un axe de symétrie qui est sa direction de propagation. Dans le système de référence que nous employons, la matrice densité décrivant le faisceau est diagonale et se réduit à

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} & + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \sqrt{2} \rho_{20} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} & 0 \end{pmatrix}$$

où, si nous appelons N_+ , N_0 et N_- les populations des états $m_d = +1$, 0 et -1

$$\rho_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} (N_+ - N_-)$$

$$\rho_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - 3N_0)$$

Dans ces conditions si nous négligeons la contribution de la voie $J = 1/2$ dans la réaction de production des neutrons nous obtenons pour la section efficace et la polarisation les expressions suivantes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{12} K'^2 \quad |R_{3/2}|^2 \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} (3 \cos^2 \theta - 1) \rho_{20} \right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \langle \sigma_x \rangle = \frac{1}{12} K'^2 \quad \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} |R_{3/2}|^2 \sin \theta \rho_{10} ; \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \langle \sigma_y \rangle = 0$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \langle \sigma_z \rangle = \frac{1}{12} K'^2 \quad \sqrt{\frac{2}{3}} |R_{3/2}|^2 \cos \theta \rho_{10}$$

Si nous utilisons les neutrons émis à l'angle de 90° , leur polarisation est alors dans le plan de production et normale à leur impulsion.

$$P_n = \langle \sigma \rangle = \frac{\sqrt{2} P_{10}}{1 + \frac{1}{2\sqrt{2}} P_{20}}$$

Malheureusement le faisceau de deutons subit diverses dépolarisations soit sur son trajet, soit au cours de l'ionisation. Il est donc indispensable de mesurer en cours d'expérience la polarisation des neutrons à la production. Pour ce faire nous utilisons un polarimètre à hélium gazeux sous forte pression étudié et réalisé par Delpierre (De 69).

- Mesure de P_n -----

Les neutrons diffusés sur l'hélium sont détectés dans deux scintillateurs liquides (Ne 213) et comptés en coïncidence avec les héliums de recul. De par sa technique ce polarimètre n'a pas besoin d'être placé dans le faisceau de neutrons en coïncidence avec les alphas. Il suffit qu'il soit à un angle moyen de 90° du faisceau de deutons incidents. Ainsi la zone expérimentale est bien dégagée (Fig. II-9).

Bien que cette mesure qui est elle-même une diffusion, utilise de grands angles de détection, il faudra un enregistrement de longue durée pour atteindre la précision suffisante.

Par exemple, avec une mesure ayant duré 15 heures nous obtenons $P_n = 12,1 \pm 2,4 \cdot 10^{-2}$.

Il nous fallait donc un moyen plus rapide pour contrôler la stabilité du fonctionnement pendant les expériences (pour une disposition géométrique donnée, chaque mesure a demandé environ 200 heures de fonctionnement en flux polarisé).

- Mesure de ρ_{20}

Si le paramètre ρ_{10} ne peut être atteint qu'à travers la mesure de P_n , ρ_{20} est par contre directement mesurable. En effet

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)} = \frac{1 - \frac{2}{\sqrt{2}} \rho_{20}}{1 + \frac{2}{\sqrt{2}} \rho_{20}} = A \quad \text{et} \quad \rho_{20} = 2\sqrt{2} \frac{1 - A}{1 + A}$$

Nous avons constaté que la surveillance permanente de la composante tensorielle ρ_{20} était possible en mesurant le rapport A des comptages d'un détecteur de neutrons situé à 0° du faisceau de deutons incidents, et du détecteur d'alphas. Le rapport A est mesuré ainsi en flux non polarisé, régulièrement au début et à la fin de chaque enregistrement en flux polarisé. L'erreur statistique sur la mesure de ρ_{20} est :

$$\Delta \rho_{20} \approx \frac{2}{\sqrt{N}}$$

N étant le comptage moyen enregistré sur les détecteurs (ces deux comptages étant du même ordre de grandeur).

Pour un flux moyen de 2000 neutrons par seconde, en une minute nous obtenons une mesure de ρ_{20} à 3 %.

Le détecteur situé à 0° est un scintillateur liquide (Ne 213). Les neutrons détectés sont discriminés des gammas à l'aide d'une électronique de haute efficacité (Ka 69). Ceci était indispensable car ce comptage n'est pas effectué en coïncidence et de plus, à proximité de la cible de tritium, nous subissons un flux assez important de gammas et de rayons X.

Nous avons en définitive asservi le fonctionnement de la source à la mesure du ρ_{20} , c'est-à-dire que nous nous sommes efforcés de

maintenir constante la valeur de ce paramètre, partant de l'hypothèse que si, en cours d'expérience, une composante de la polarisation reste constante, il est vraisemblable que la polarisation reste elle-même constante.

- Caractéristiques du générateur

a) en fonctionnement polarisé

- courant de deutons sur la cible : environ 0,2 μ A
- flux de neutrons : 610^6 n/ s/ 4π
- taux d'irradiation du diffuseur : environ 1500 à
2000 neutrons/secondes
- polarisation des neutrons : -12 % $\pm$ 1 %.
- P_{20} : - 0,16

b) en fonctionnement non polarisé

- flux de neutrons maximum : 10^8 n/ s/ 4π
- taux d'irradiation maximum du diffuseur : 30000 n/ s

6 - Conclusion

Compte-tenu des caractéristiques du générateur en régime polarisé, nous allons faire une estimation de la durée d'une mesure.

A la limite où nous acceptons un nombre d'événements fortuits du même ordre de grandeur que le nombre d'événements vrais d'un pic, nous allons calculer l'erreur sur le pouvoir d'analyse mesuré (voir les détails des calculs en annexe).

$$\sigma_{P_2} = \left(\frac{\sigma^2(P_1 P_2)}{P_1^2} + \frac{\sigma^2 P_1}{P_1^2} P_2^2 \right)^{1/2}$$

La variance de l'asymétrie mesurée, en se plaçant dans le cas le plus défavorable, est

$$\sigma_{P_1 P_2}^2 = \frac{4 (DGD'G')^2}{(DG'+GD')^4} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'} + \frac{2 F_D}{D^2} + \frac{2 F_G}{G^2} + \frac{2 F_{D'}}{D'^2} + \frac{2 F_{G'}}{G'^2} \right)$$

où D et G sont les nombres de coups à droite et à gauche pour un faisceau incident polarisé ;

D' et G' sont les valeurs correspondantes pour un faisceau incident non polarisé ;

F et F' sont les nombres d'événements fortuits sous-tendus par les pics correspondants.

La polarisation incidente étant faible, on peut considérer que :

$$D \cong G \quad ; \quad F_D \cong F_G$$

de plus $D' \cong G' \text{ et } F'_D \cong F'_G$

Plaçons nous dans le cas limite où le nombre des événements fortuits sous-tendus par un pic est du même ordre de grandeur que ce pic

$$\sigma_{P_1 P_2}^2 \cong 1,5 \left(\frac{1}{\text{pol}} + \frac{1}{\text{non pol.}} \right)$$

Ainsi que nous l'avons fait remarquer, (voir annexe) dans nos conditions de fonctionnement le terme dominant de σ_{P_2} est $\frac{\sigma_{P_1 P_2}}{P_1}$

Donc si on veut mesurer un pouvoir d'analyse de 0,2 avec une erreur maximale de 0,1, il faut que les comptages soient au minimum de 10^4 .

Pour un angle solide de détection de $5 \cdot 10^{-3}$ sr,

une section efficace différentielle de 50 mb/sr ,

une longueur du diffuseur de 5 cm,
un diffuseur contenant 0,1 atomes/cm.barn (graphite),
un flux incident de 1500 neutrons/s,
une efficacité de détection de 20 %.

nous aurons environ $4 \cdot 10^{-2}$ événements par seconde, ce qui nécessite de l'ordre de 75 heures d'enregistrement en flux polarisé.

Dans le cas de la diffusion élastique sur le C^{12} nous avons pu avoir ces conditions de travail. Mais par contre pour la diffusion sur le 1^{er} niveau nous avons souvent manqué de statistique.

C'est en raison de ces longues durées de mesure que nous avons étudié le dispositif multiangulaire qui sera décrit dans le chapitre suivant.

Pour sélectionner d'autres diffuseurs, il faut indépendamment de leur intérêt théorique, que nous puissions séparer les pics de temps de vol correspondants à la diffusion élastique et à la diffusion inélastique sur le 1^{er} niveau excité (la base de temps de vol ne peut pas être trop grande si on veut conserver un angle solide compatible avec le faible flux).

Donc, en régime polarisé l'utilisation de ce générateur est limitée à l'étude des noyaux légers ou moyens.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE II

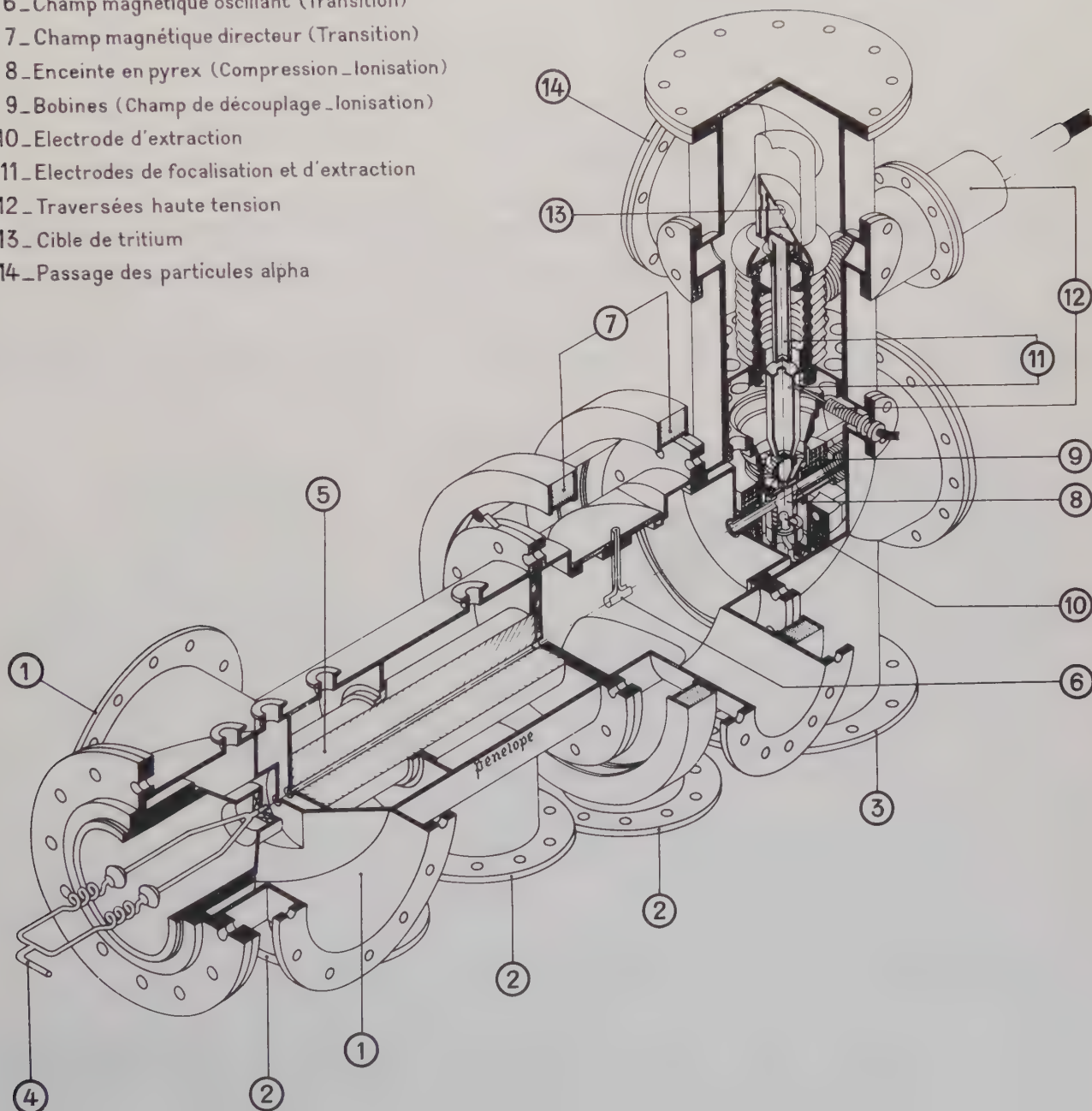
=====

- II Vue éclatée du générateur de neutrons polarisés.
- II.1 Dépendance en énergie de la section efficace totale de production de neutrons par la réaction $T(d, n)He^4$.
- II.2 Energie des neutrons émis en fonction de l'angle d'émission et de la tension d'accélération.
- II.3 Diagramme de structure hyperfine de l'atome de deutérium
- II.4 Schéma du dissociateur et du quadrupole (séparation des composantes de structure fine par effet Stern et Gerlach)
- II.5 Schéma de la transition haute fréquence.
- II.6 Schéma de l'ioniseur.
- II.7 Schéma de l'accélérateur électrostatique.
- II.8 Schéma de la détection des particules alphas.
- II.9 Schéma de l'implantation du polarimètre et du détecteur destiné à contrôler l'anisotropie à la production.

VUE D'ENSEMBLE DU GÉNÉRATEUR

LÉGENDE

- 1_Pompe à diffusion de mercure (2000 l/s)
- 2_Pompes à diffusion d'huile (500 l/s)
- 3_Pompe à diffusion d'huile (2000 l/s)
- 4_Tube de décharge (Dissociation)
- 5_Aimant quadrupolaire (Séparation magnétique)
- 6_Champ magnétique oscillant (Transition)
- 7_Champ magnétique directeur (Transition)
- 8_Enceinte en pyrex (Compression_Ionisation)
- 9_Bobines (Champ de découplage_Ionisation)
- 10_Electrode d'extraction
- 11_Electrodes de focalisation et d'extraction
- 12_Traversées haute tension
- 13_Cible de tritium
- 14_Passage des particules alpha



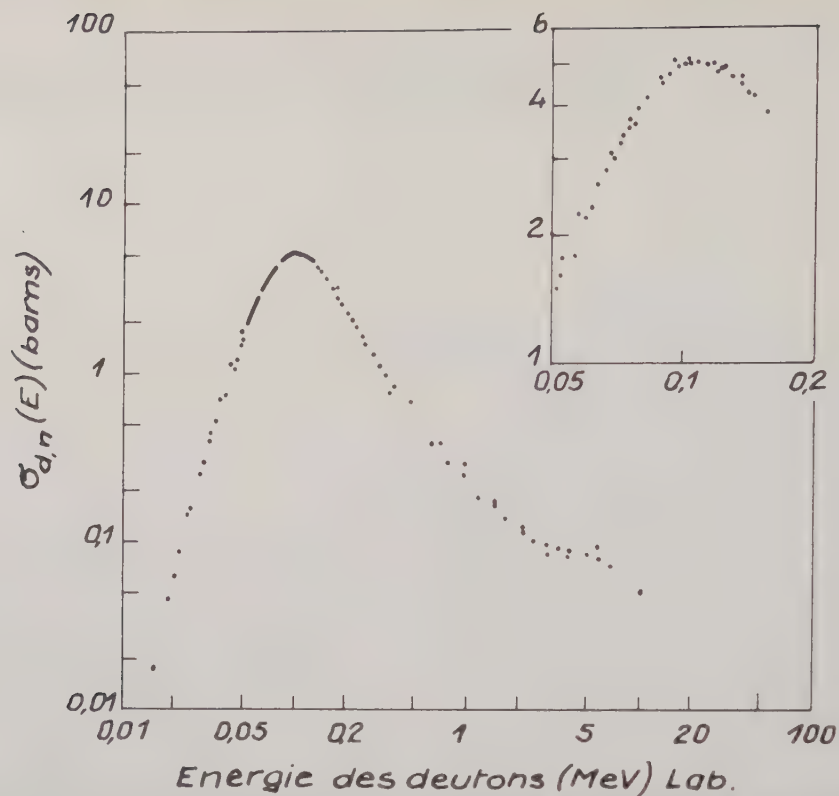


FIG. II_1 Dépendance en énergie de la section efficace totale de production de neutrons par la réaction $T(d,n) He^4$.

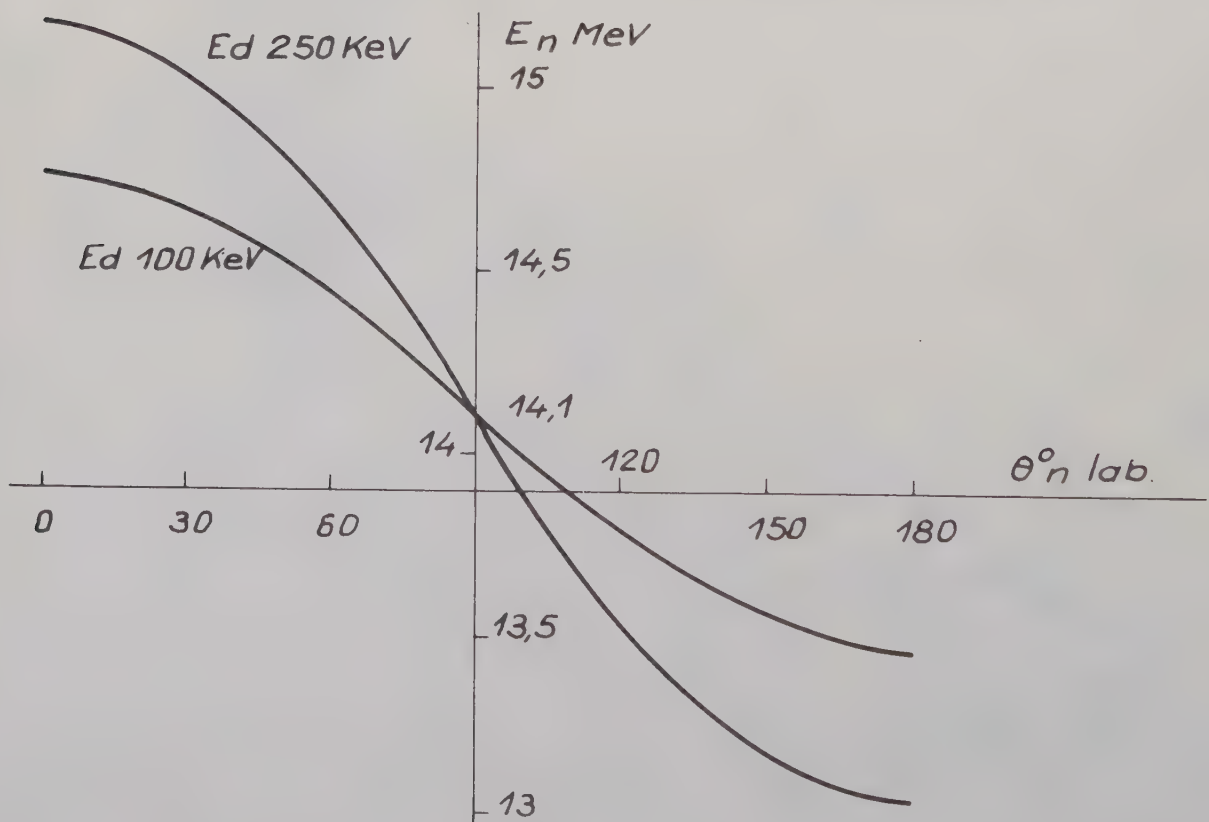


FIG. II_2 Énergie des neutrons émis en fonction de l'angle d'émission et de la tension d'accélération des deutons

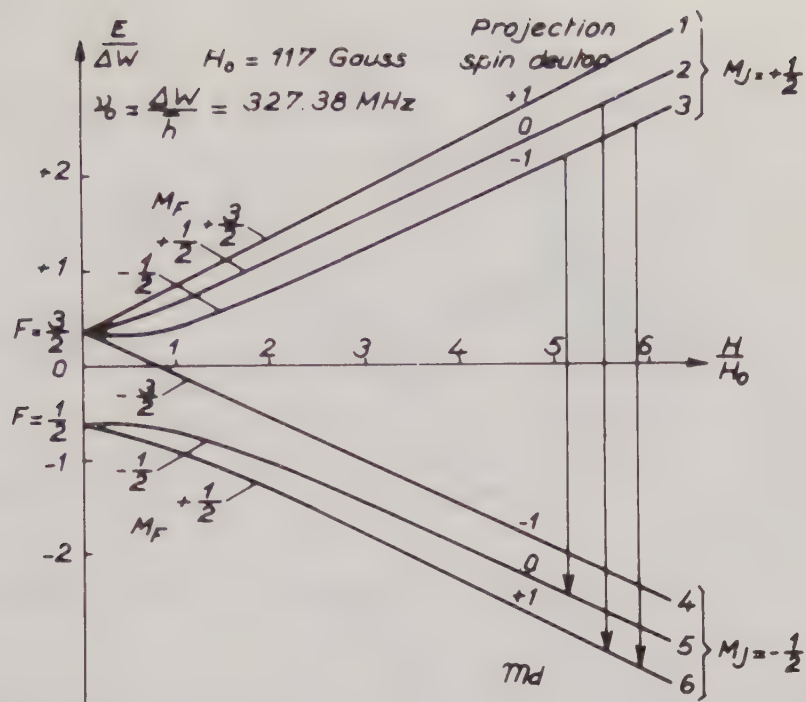


FIG. II-3 DIAGRAMME DE STRUCTURE HYPERFINE DE L'ATOME DE DEUTÉRIUM

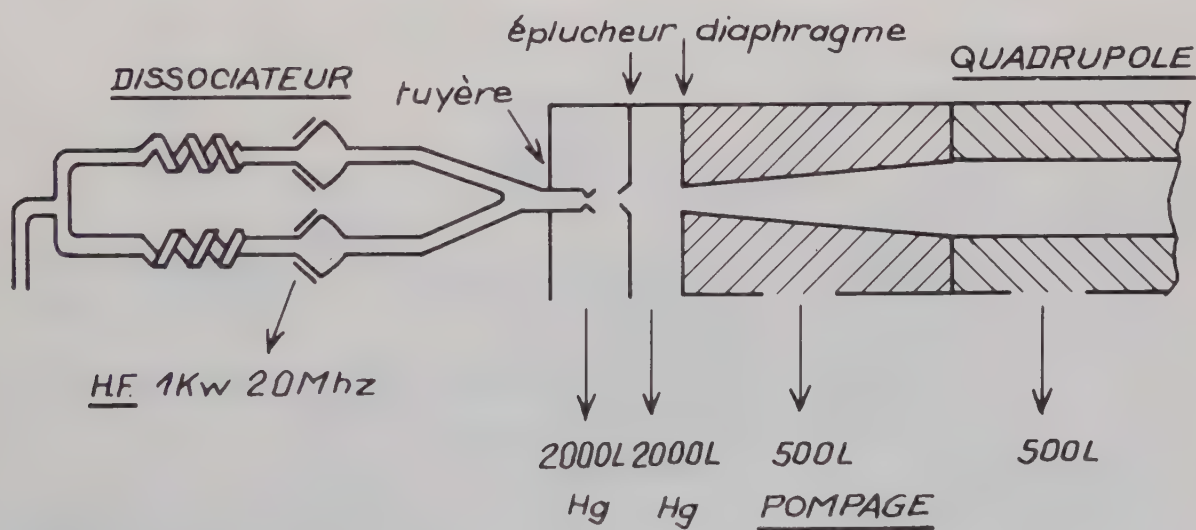


FIG. II-4 SCHÉMA DU FAISCEAU ATOMIQUE ET DU QUADRUPOLE

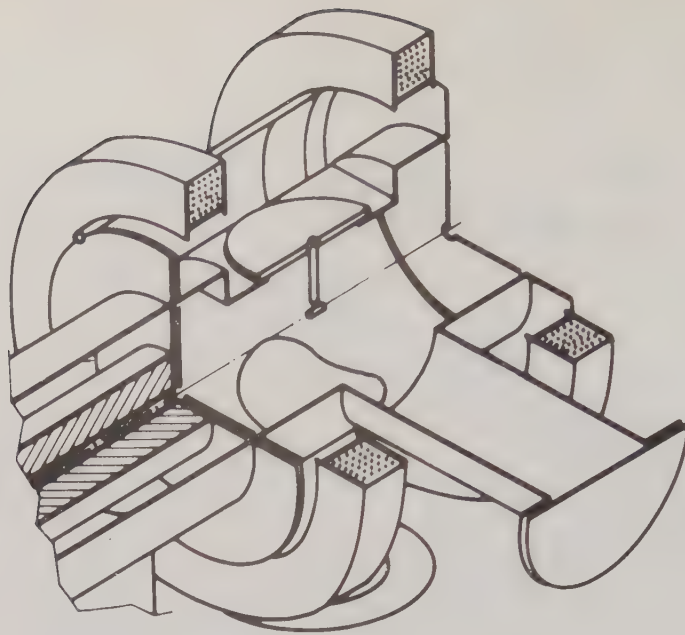


FIG. II-5 SCHEMA DE LA TRANSITION HAUTE FREQUENCE

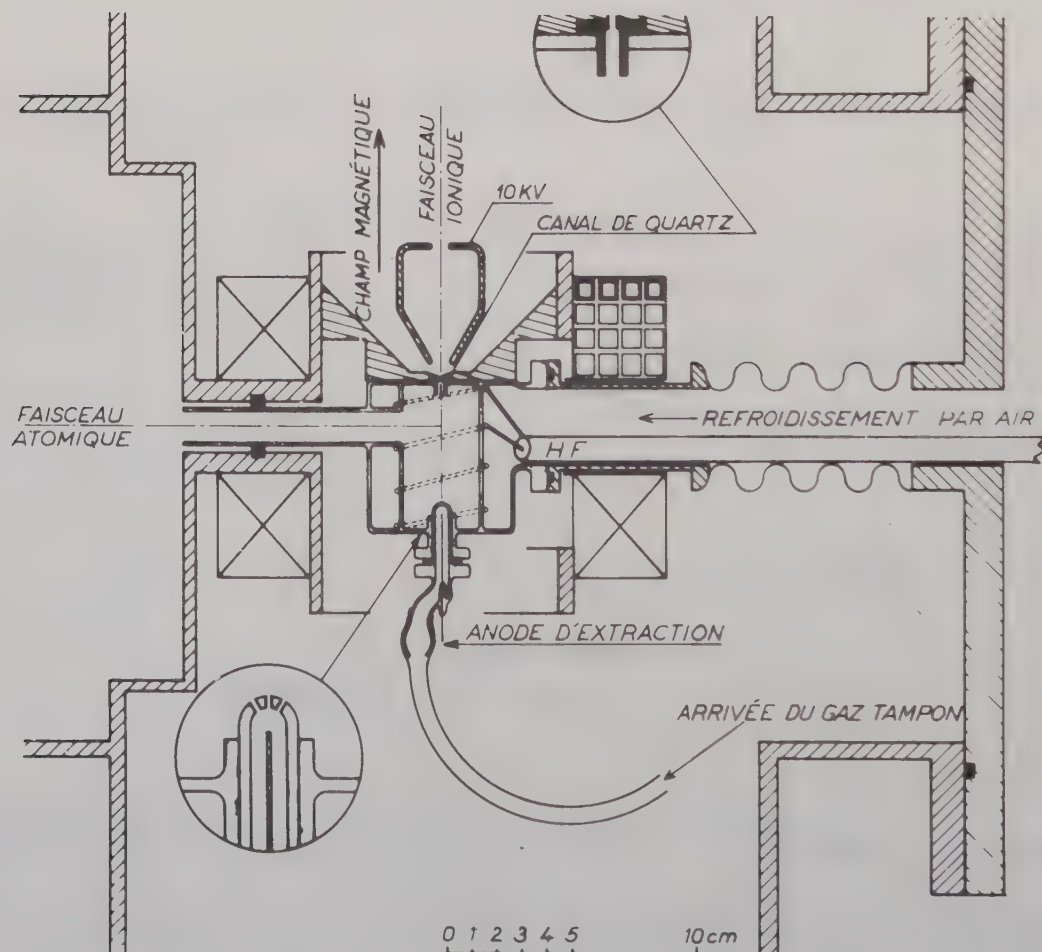


FIG. II-6 SCHEMA DE LA SOURCE D'IONISATION

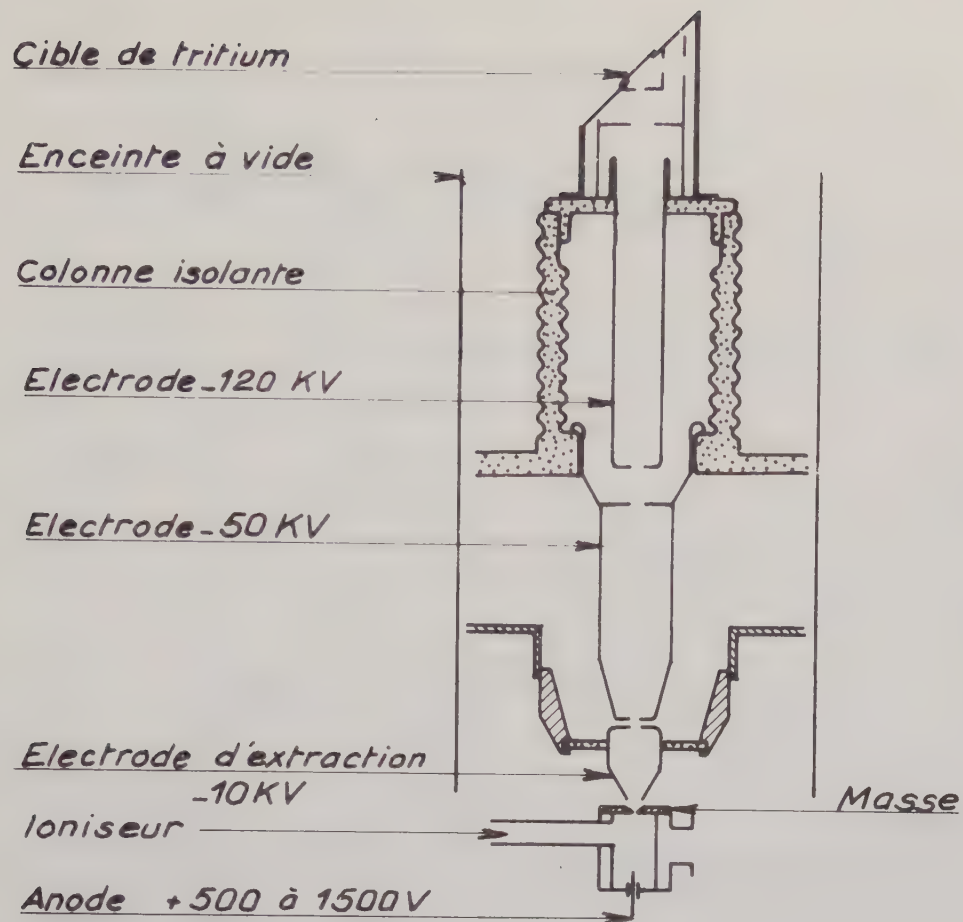


FIG. II-7. SCHEMA DE L'ACCELERATEUR

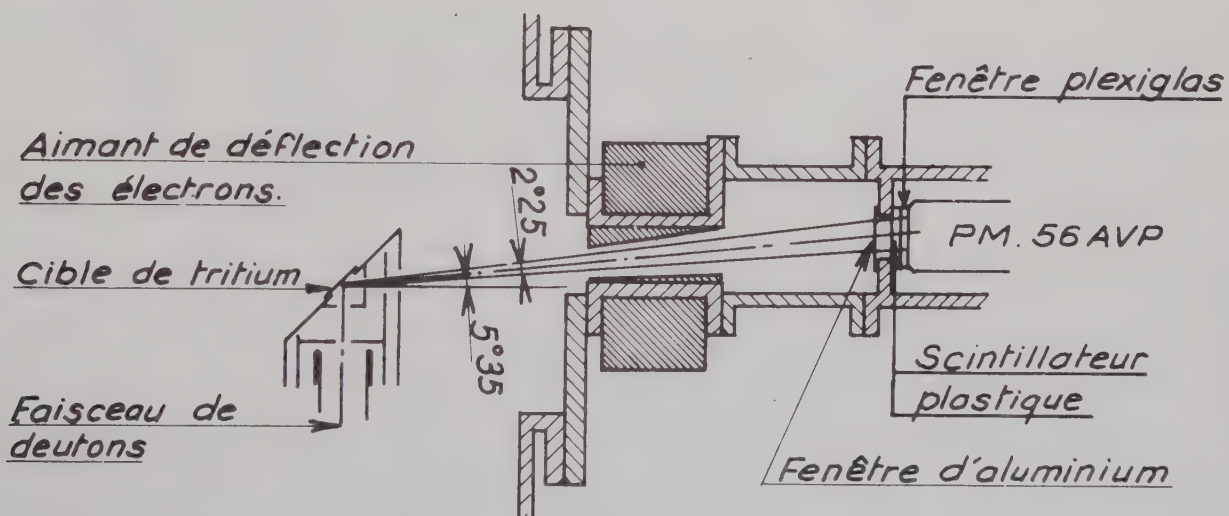


FIG. II-8 SCHEMA DE LA DETECTION DES ALPHAS

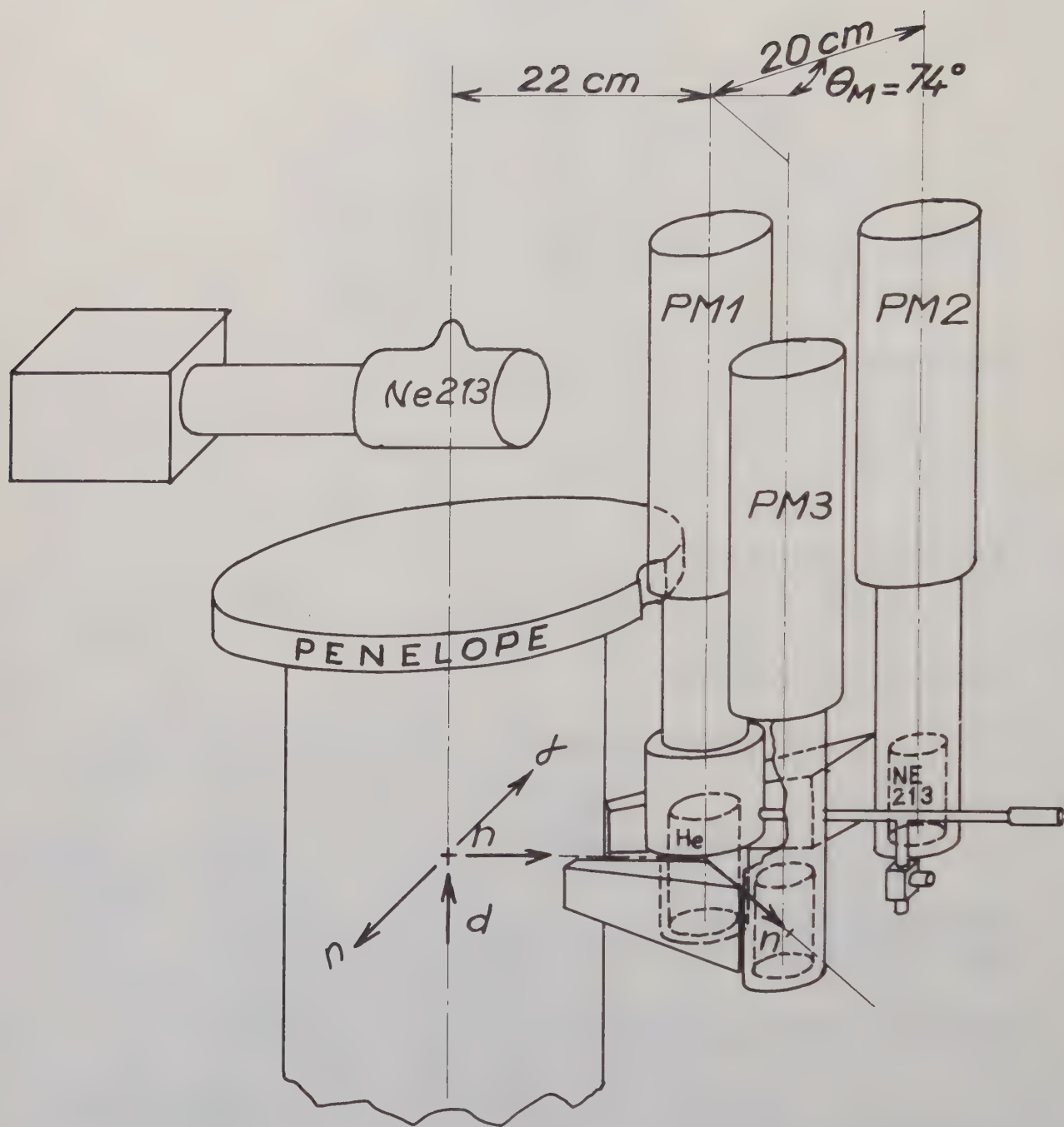


FIG. II-9

III - DISPOSITIF DE MESURE

=====

1. Spectromètre à temps de vol multiangulaire
2. Détecteur voie alpha
3. Voie neutron
4. Traitement d'une voie
5. Temps de vol à une voie
6. Logique 8 voies
7. Conclusion

III - DISPOSITIF DE MESURE

Le but des mesures effectuées est d'obtenir une détermination de $P_2(\theta)$. En effet la section efficace différentielle de diffusion des neutrons polarisés est de la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ pol } (\theta) = \frac{d\sigma_{NP}}{d\Omega} (\theta) (1 + P_2(\theta) \cdot \vec{P}_1 \cdot \vec{n})$$

avec $\vec{P}_1$ polarisation du faisceau incident

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f|} \quad \text{normale au plan de diffusion}$$

Lorsque l'on effectue deux mesures à θ et $-\theta$ on obtient

$$P_1 P_2(\theta) = \frac{N_D - N_G}{N_D + N_G}$$

où N_D et N_G sont respectivement le nombre de coups comptés à $-\theta$ et θ

Pour effectuer des mesures d'asymétrie dans la diffusion de particules polarisées, deux techniques sont donc possibles.

a) Technique du renversement du spin

Au lieu de placer dans le plan de diffusion deux détecteurs symétriquement par rapport à zéro degré, les détecteurs sont disposés à raison d'un seul par position angulaire. L'alternance des mesures "droite" et "gauche" est faite par renversement du spin du faisceau incident.

Ce renversement peut être obtenu soit selon la méthode utilisée à Saclay (Be 63) en inversant la composante vectorielle du spin des deutons à

l'aide des "petites transitions" en champ faible, soit selon celle proposée par Opselund (Op 66) en faisant subir une rotation de 180° au spin des neutrons à l'aide d'un solénoïde.

Ces deux méthodes présentent un avantage certain. Comme c'est le même détecteur qui sert alternativement pour la voie droite et la voie gauche, il n'y a pas de problème de différence d'efficacité de détection ou de résolution. De plus il ne peut y avoir d'erreur d'asymétrie provenant d'un mauvais positionnement géométrique (erreur de positionnement angulaire, ou d'alignement). Par contre il faut que le flux soit très stable, car bien que l'alternance soit rapide, on introduit une erreur non négligeable. Pour les expériences de diffusion de particules chargées on peut corriger cette erreur en normalisant chaque alternance en fonction du flux incident et de la polarisation incidente.

Mais ceci n'est pas possible avec notre générateur de neutrons en raison de son faible flux.

b) Technique de la symétrie géométrique

Les détecteurs sont disposés symétriquement par rapport au faisceau et dans ce cas nous avons les causes d'erreurs suivantes possibles :

- erreurs de positionnement géométrique : elles peuvent être réduites au minimum assez facilement ;
- erreurs dues aux différences d'efficacité de détection sur deux voies symétriques (le cas des dérivés sera étudié ultérieurement) : la correction peut être faite en faisant une alternance de mesures en flux incident polarisé et en flux incident non polarisé.

L'asymétrie mesurée est corrigée de la façon suivante :

$$A = \frac{D - G \alpha}{D + G \alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha = D'/G'$$

où D et G sont les comptages à droite et à gauche en faisceau polarisé et D' et G' les mêmes en faisceau non polarisé.

Cette façon de procéder nous permet d'ignorer les variations de flux ou de polarisation. Nous pouvons normaliser chaque enregistrement, qui pourra être de plus longue durée, par la polarisation incidente moyenne.

De plus, les mesures en faisceau non polarisé peuvent être en flux fort, par injection directe d' deutérium dans l'ioniseur.

1 - Spectromètre à temps de vol multiangulaire (Se 69)

Les neutrons étant émis isotropiquement à la production il est possible d'utiliser deux méthodes pour protéger les détecteurs des particules provenant directement de la source.

La première méthode, dite de la "géométrie fermée", consistant à blinder au maximum le détecteur en ne ménageant qu'un étroit canal d'entrée, est surtout utilisée pour des énergies de neutrons inférieures à 5 MeV. Un dispositif de mesure multiangulaire a été réalisé suivant ce principe à Argonne (Sm 67). Pour des énergies plus élevées les épaisseurs de ralentisseur et d'absorbant deviennent importantes (La 60). Par exemple Meulders (Me 69) à Louvain, travaillant de 17 à 20 MeV utilise un collimateur comprenant fer, plomb, béton et paraffine d'environ 2 mètres de long et de plus de 1,5 tonnes.

Ayant pour objectif un dispositif multiangulaire à 14 MeV comportant 8 détecteurs il était impensable de travailler de cette façon. C'est pourquoi nous avons opté pour l'autre méthode dite de "géométrie ouverte",

Technique de la barre d'ombre

Suivant cette technique on cherche à placer le minimum de matière à proximité du détecteur. La protection contre les particules provenant directement de la source est assurée par des barres d'ombres.

Nous avons effectué une étude systématique des différents types de matériaux destinés à ces barres. Ces matériaux sont choisis en fonction de plusieurs critères :

- la section efficace totale pour les neutrons de 14 MeV ;
- la longueur nécessaire pour un facteur d'atténuation donné ;
- le niveau de réémission γ ;
- le poids et les facilités d'usinage ;
- le prix.

Etude systématique

Les tests d'atténuation ont été réalisés de la façon suivante :

- Un scintillateur Ne 213 (pour pouvoir effectuer une discrimination N/γ) associé à un photo-multiplicateur est placé à 0° dans le faisceau délimité par le détecteur α . Nous enregistrons (Fig. III-1) pour un nombre donné les comptages suivants :

- nombre total de particule détectées ;
- nombre de neutrons discriminés des gammas ;
- nombre de coïncidences n/α ;
- nombre de coïncidences $n(\text{discriminées}/\gamma)/\alpha$

ainsi que les spectres des reculs dans le détecteur et cela pour des épaisseurs de blindage différentes.

Résultats

Les résultats sont présentés dans la figure III-2. Nous les avons comparés avec ceux de l'équipe de Lausanne (Va 62). Entre les deux l'accord est bon.

Nous avons choisi le laiton, et nous avons fait fabriquer des blocs assemblables permettant d'obtenir des formes diverses pour la même longueur.

Avec 30 cm de laiton nous avons obtenu les spectres présentés sur les figures III-3 et nous pouvons constater que :

- 99,6 % des neutrons directs sont arrêtés ;
- le bruit de fond de neutrons parasites diffusés par la salle est faible : 12 % ;
- le bruit de fond de γ provient surtout de la salle.

Implantation

Cette façon de travailler présente des difficultés d'implantation ce qui a nécessité une étude sur maquette pour chaque disposition angulaire.

De plus la présence de plusieurs blocs (pour 8 voies) provoque de nombreuses diffusions qui remontent le niveau du bruit de fond neutron.

2 - Détecteur : voie alpha

Les particules alphas sont détectées par un scintillateur plastique de 0,1 mm d'épaisseur associé à un photo-multiplicateur (PM) 56 AVP 03.* Le scintillateur est placé sous vide, l'étanchéité et la transmission de lumière étant assurées par la fenêtre en plexiglass.

* RADIOTECHNIQUE.

Un spectre alpha est présenté sur la figure III-4 . Sa séparation du bruit de fond ne présente aucune difficulté.

3 - Détecteur : voie neutron

Les neutrons sont détectés dans des scintillateurs plastiques par l'intermédiaire des protons de recul produits dans les collisions n-H. Les réactions sur carbone bien qu'intervenant aussi dans la détection sont, à l'exclusion de $n(C^{12}, 3\alpha)n$, négligeables à l'énergie de 14 MeV à laquelle nous travaillons et pour les seuils de détection adoptés.

Les scintillateurs sont des blocs de Ne 102 ^{*} de 50 mm d'épaisseur, 100 mm de hauteur et 50 ou 100 mm de largeur. Ils sont couplés à des photomultiplicateurs 56 AVP 03 par l'intermédiaire de guides de lumière de forme appropriée.

Les dimensions des scintillateurs ont été choisies de façon à pouvoir travailler sur des bases de temps de vol de 1,50 m à 2 m tout en ayant un angle solide de détection raisonnable (de 1 à $4 \cdot 10^{-3}$ stéradian). L'extension dans le sens vertical n'est pas gênante, la variation de la composante de la polarisation perpendiculaire au plan de diffusion étant en $\cos \phi$.

L'épaisseur de 5 cm a été choisie comme étant un compromis entre l'efficacité de détection et la perte de résolution en temps de vol due à la différence de vitesse entre les neutrons incidents et la lumière émise dans le scintillateur (Fig. III-5).

Le temps de vol sur une distance l (en mètres) d'un neutron d'énergie E (en MeV) est, en nanosecondes.

^{*} NUCLEAR ENTREPRISE

$$T = 72.3 \ell / \sqrt{E} \quad \text{approximation non relativiste.}$$

La différence des instants de détection de deux scintillations provenant de deux points situés à une distance ℓ dans la direction du faisceau incident ces scintillations étant regardées en bout d'axe, est alors :

$$\Delta T = \left(\frac{72.3}{\sqrt{E}} - \frac{1}{c \frac{no}{n}} \right) \ell$$

c vitesse de la lumière en m/n sec ;

n indice du scintillateur (1.581 pour le Ne. 102 A)

$$\Delta T \simeq (72.3/\sqrt{E} - 5.3) \ell$$

L'imprécision sur l'énergie est de

$$\Delta E \simeq \frac{E}{\ell} \left(2 - \frac{10.6 E^{1/2}}{72.3} \right) \ell$$

Pour des neutrons de 14 MeV la perte de résolution en temps est de 0,7 ns et en énergie de 1 MeV sur une base de 1 mètre. Pour un neutron de 4 MeV

$$\Delta T \simeq 1.54 \text{ ns} \quad \text{ce qui correspond à } \Delta E \simeq 330 \text{ KeV.}$$

Ces calculs nous conduisent à un $\Delta E/E$ de 7 à 8 % dans la zone d'énergie qui nous intéresse sur une base de 1 mètre.

Ces caractéristiques physiques propres à la détection des neutrons, montrent que des résolutions en énergies comparables à celles que l'on obtient dans les expériences faites avec des particules chargées, ne pourront être atteintes qu'avec des bases de temps de vol très grandes, donc des angles solides très faibles.

4 - Traitement d'une voie

a) voie neutron

La spectrométrie par temps de vol des neutrons nécessite que le

traitement électronique des signaux provenant des détecteurs, fournisse deux informations :

1°/ une information en temps, qui par la mesure du temps de parcours permettra d'obtenir l'information en énergie ;

2°) une information en amplitude qui nous permettra de mesurer, ou dans notre cas de comparer, les efficacités de détections de plusieurs détecteurs.

Nous prélevons à l'anode de chaque photo-multiplicateur, deux impulsions identiques sous $100\ \Omega$ d'impédance.

Une de ces impulsions subit une double différenciation passive par ligne à retard (Va 63) (Fig.III-6). Les longueurs des lignes sont ajustées afin que le passage à zéro corresponde au point de minimum de fluctuation en temps, en fonction de l'amplitude. Cette zone est située approximativement au point d'inflexion de l'impulsion.

Après cette double différenciation le signal attaque un circuit de mise en forme à diode tunnel à seuil très bas (détection du passage à zéro) qui nous fournit l'information en temps. Ce système nous permet d'avoir une bonne définition en temps pour une dynamique d'entrée de 20.

La seconde impulsion d'anode sert à fixer le seuil en énergie. Après une légère intégration ($RC = 30\text{ ns}$), le signal est traité par un discriminateur à diode tunnel.

L'intégration du signal, tout en permettant une récurrence d'environ 10 Mc (occupation de 100 ns) nous donne une bonne définition du seuil ($\pm 10\text{ KeV}$ électrons^{*}).

* Dans la technique de la détection des neutrons nous aurons souvent recours aux "équivalents électrons", c'est-à-dire à la hauteur du signal que produiraient des électrons d'une certaine énergie. La référence la plus simple pour les tests étant une source γ qui nous donne dans les scintillateurs plastiques un spectre des e- d'effet compton.

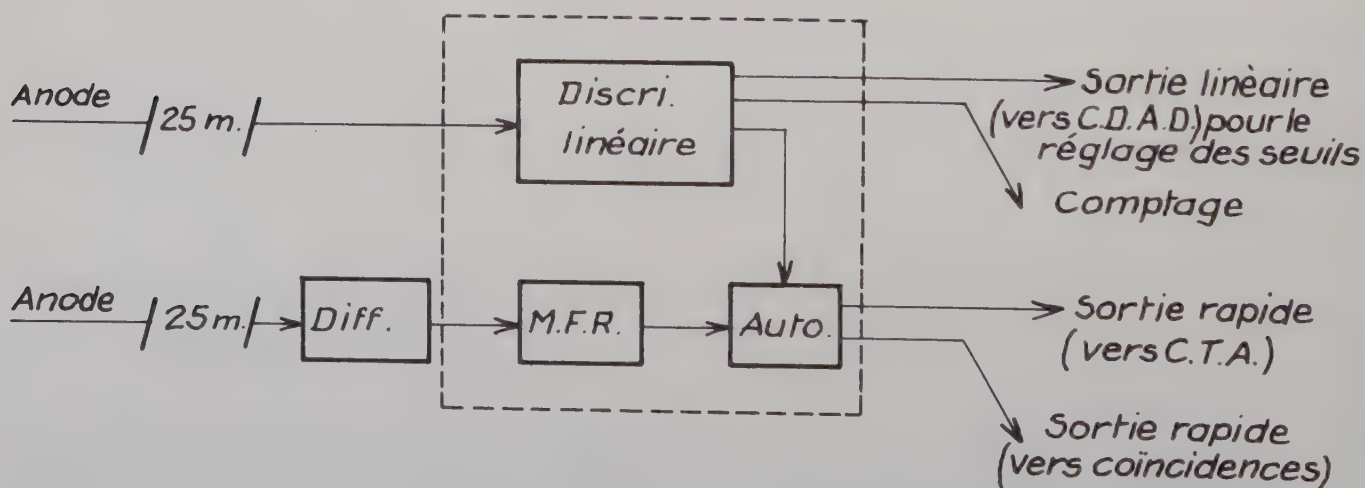
Nous disposons donc de deux signaux mis en forme, le premier apportant l'information en temps pour un seuil très bas, le second l'information en énergie pour le seuil réel. Ils sont regroupés dans une coïncidence à diodes, l'information en énergie autorisant le passage de l'information en temps.

Ce système allège beaucoup le fonctionnement de l'ensemble, en réduisant très sensiblement le nombre d'informations en temps véhiculées.

Le second avantage du système est de supprimer les effets dûs à la désadaptation par le "clipping" du câble coaxial à l'arrivée.

L'électronique étant située à environ 25 mètres des détecteurs, les réflexions dûes à la désadaptation doivent parcourir 50 mètres avant d'attaquer à nouveau la mise en forme rapide. Le signal mis en forme n'est alors plus en coïncidence avec le signal du discriminateur. (Le taux de réflexion est suffisamment faible pour que, bien que déclenchant la MFR (mise en forme rapide), le signal réfléchi soit inférieur au seuil du discriminateur).

Ceci donne le schéma suivant pour le traitement d'une voie neutron



Traitement d'une voie neutron.

b) voie alpha

Le traitement est beaucoup plus simple, les particules alpha de 3,5 MeV donnant une raie fine dans le détecteur mince, nous n'avons pas de difficulté pour obtenir l'information en temps. La dynamique étant très réduite, la double différenciation n'est pas nécessaire.

5 - Temps de vol sur une voie

La mesure du temps de vol utilise la méthode de la particule associée.

L'instant où le neutron est diffusé est à une constante près, l'instant de détection de la particule alpha associée.

L'intervalle de temps qui sépare la détection de l'alpha (signal marche) de la détection du neutron (signal arrêt) est converti en amplitude.

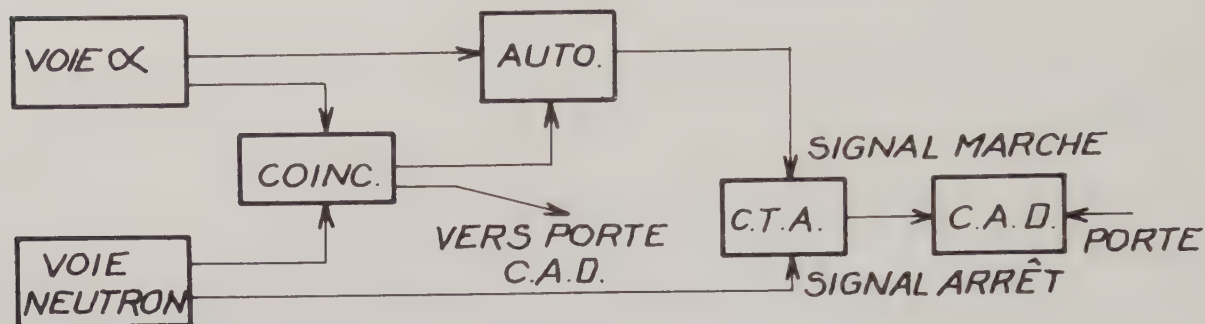
Le convertisseur temps amplitude (CTA) (Fig. III-7) est du type bistable à diode tunnel. Il est attaqué sur deux voies séparées par les signaux marche et arrêt.

Jusqu'à un taux de 1000 événements par seconde, il présente une plage de linéarité de 200 ns définie à mieux que 1 %. (Fig. III-8).

Pour éviter la saturation des circuits dans le cas où une impulsion de marche serait seule présente, le bistable est rappelé à la position de repos par un circuit de rebouclage à self qui définit la plage de conversion. La durée de cette plage peut être modifiée à volonté, dans nos expériences nous l'avons fixée à 200 ns.

• Mais pour éliminer les grandes impulsions de rebouclage qui risquaient de produire un empilement nous filtrons les signaux marche en ne les transmettant que si un signal arrêt est présent dans un intervalle de

temps prédéterminé, ce qui donne le schéma logique suivant :



Les signaux alpha et neutron sont mis en coïncidence et le signal de coïncidence sert à autoriser la transmission du signal marche du CTA.

6 - Logique 8 voies

Toute notre logique est basée sur le raisonnement suivant : à tout alpha correspond un neutron et un seul - il ne peut donc y avoir avec des détecteurs différents de coïncidences vraies simultanées.

Pour effectuer nos mesures nous ne disposons que d'un sélecteur multicanaux TMC* de 400 canaux.

Cet appareil est prévu pour stocker après analyse dans quatre zones de mémoires définies par un signal de porte.

Nous avons pu commencer les mesures d'asymétrie avec 4 détecteurs suivant le schéma simple précité.

Pour pouvoir augmenter la capacité de mesure de notre installation nous nous limitons à 50 canaux utiles par spectre et nous avons scindé artificiellement chaque plage de 100 canaux en deux, de la façon suivante :

- la position de la zone intéressante du spectre de temps de vol, (pic élastique et 1^{er} inélastique) par rapport à la plage d'analyse du

* TMC : Technical Measurement Corporation - North Haven.

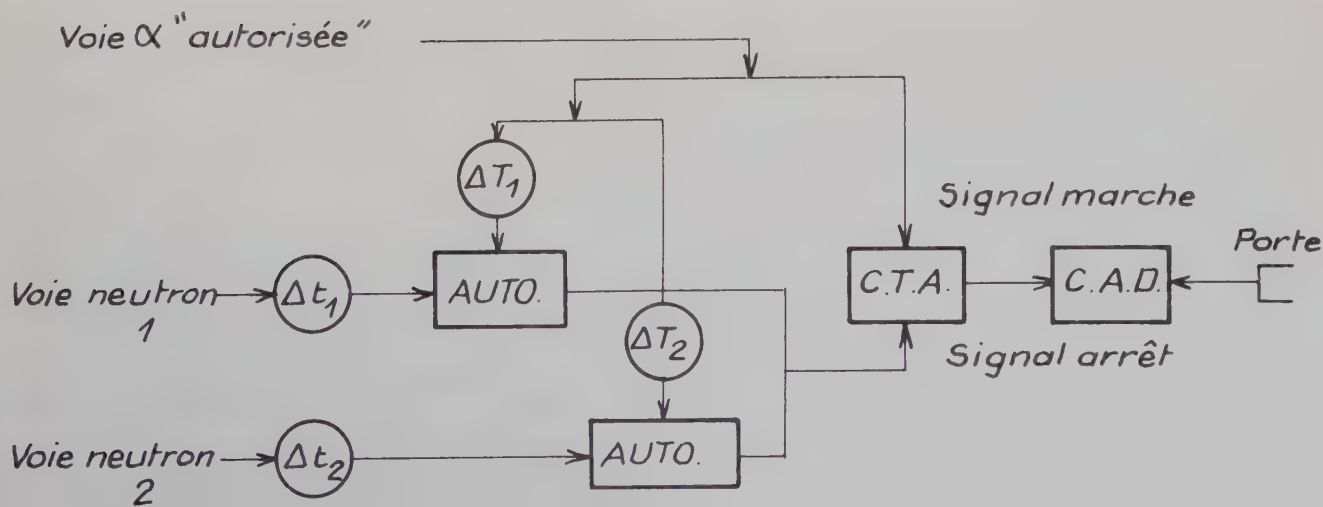
sélecteur est imposée par l'amplitude du signal de conversion temps amplitude. Cette zone peut être translatée par adjonction d'un retard sur l'une des deux voies à l'entrée du CTA, ce qui modifie la position en temps relative des deux signaux. On peut donc enregistrer dans la même zone mémoire deux spectres de temps de vol décalés, les signaux de coïncidence étant regroupés sur la même porte.

Si nous ajustons les retards nous pouvons éviter les juxtapositions des spectres pour la partie utile mais alors les plages de coïncidences fortuites se superposent.

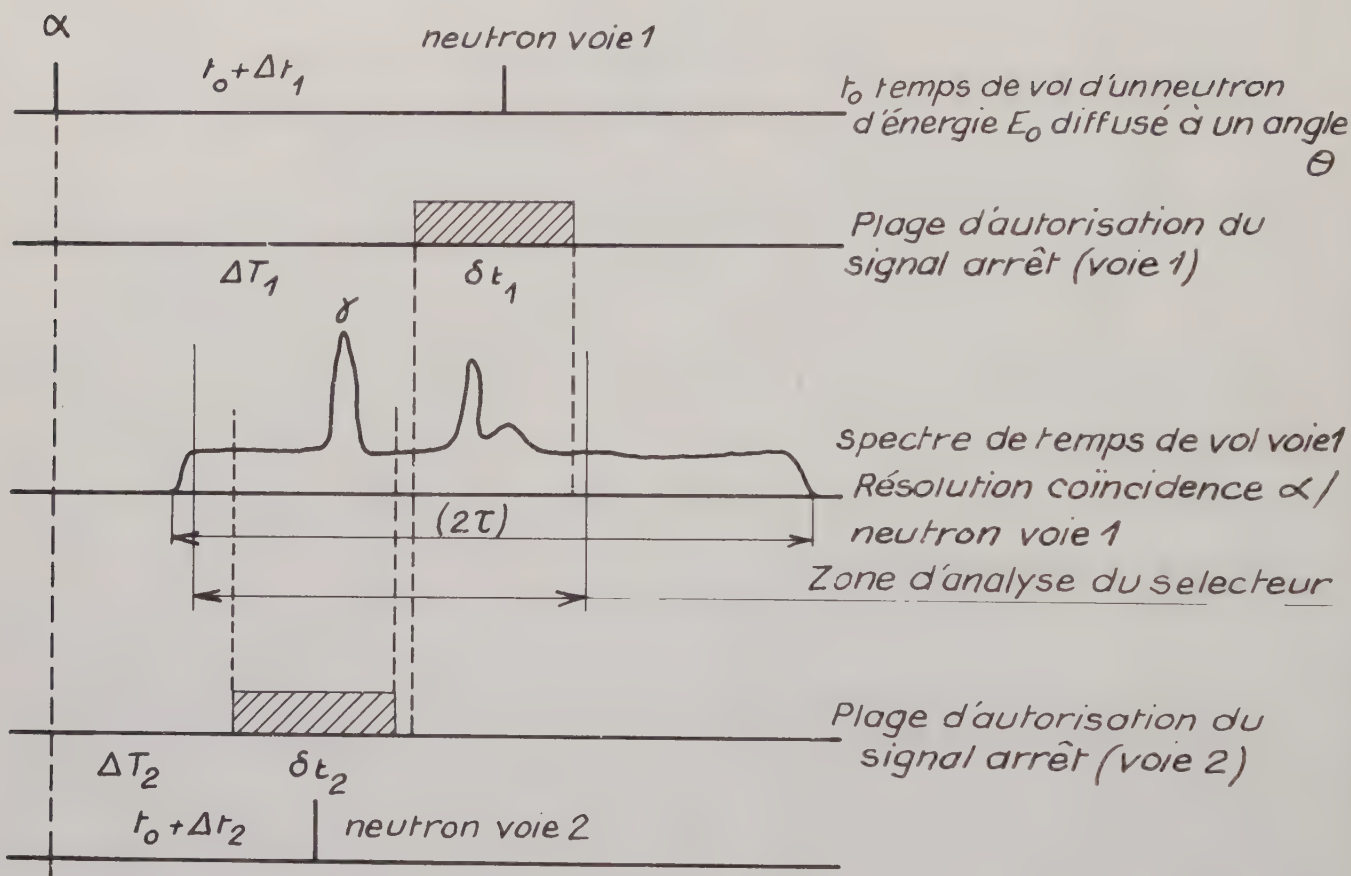
Pour éliminer cette superposition nous avons dû compliquer la logique instrumentale de la façon suivante :

- chaque signal marche (impulsion α autorisée) ne laisse passer un signal arrêt que si ce dernier se trouve dans la zone du temps correspondant à la zone mémoire affectée dans le sélecteur après conversion temps amplitude puis analogique digitale.

On peut alors, par ajustement des retards enregistrer deux spectres sur une même plage sans chevauchement, on obtient le schéma suivant :



avec le diagramme en temps correspondant :



La logique électronique à 8 voies est présentée schématiquement sur la figure III-9.

La résolution en temps de l'ordre de 1,2 ns sur une heure se détériore jusqu'à plus de 2,5 ns lors de la sommation de 200 spectres répartis sur environ un mois (Fig. III-10).

7 - Conclusion

Notre système nous a permis de réaliser nos expériences avec un gain de temps appréciable puisque 4 angles peuvent être simultanément enregistrés. D'autre part les erreurs systématiques ont été réduites au maximum.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE III

- III Vue du plan expérimental
- III.1 Schéma électronique de l'étude des protections.
- III.2 Atténuation des neutrons et des gammas par le laiton et par le plomb.
- III.3a Spectre des reculs dans un détecteur de neutrons
- sans protection contre le flux direct

(A) total	$N_n + \gamma$	547923
(B) avec discrimination n/γ	N_n	6083
 - avec protection contre le flux direct

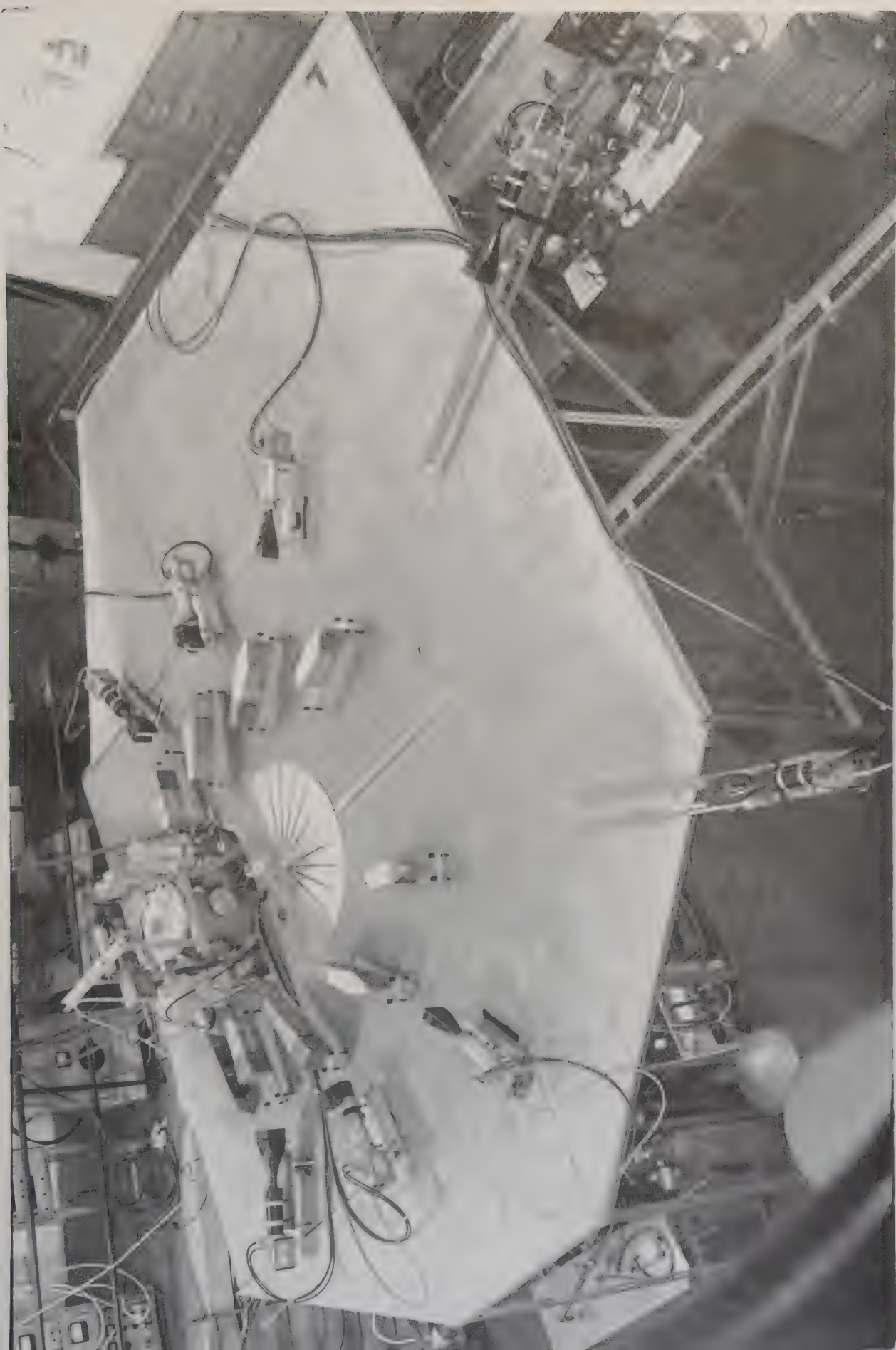
(C) total	$N_n + \gamma$	2646
(D) avec discrimination n/γ	N_n	800
- III.3b Spectre des reculs dans un détecteur de neutrons
- sans identification de provenance

(A) sans barre d'ombre	N	119251
(B) derrière barre d'ombre	N	52531
 - avec identification de provenance (coïncidence alpha)

(C) sans barre d'ombre	N	24230
(D) derrière barre d'ombre	N	91

compte tenu de l'échelle cet histogramme est confondu avec l'axe des x.
- III.4 Exemple de spectre alpha.
- III.5 Perte de résolution en temps et en énergie due à un détecteur de 5 cm d'épaisseur.

- III.6 Schéma de la double différenciation et de la mise en forme rapide.
- III.7 Schéma du convertisseur temps amplitude.
- III.8 Tests de linéarité du convertisseur temps-amplitude.
 - a) linéarité différentielle
 - b) linéarité intégrale
- III.9 Logique du temps de vol à 8 détecteurs.
- III.10 Résolution en temps de la chaîne d'analyse.



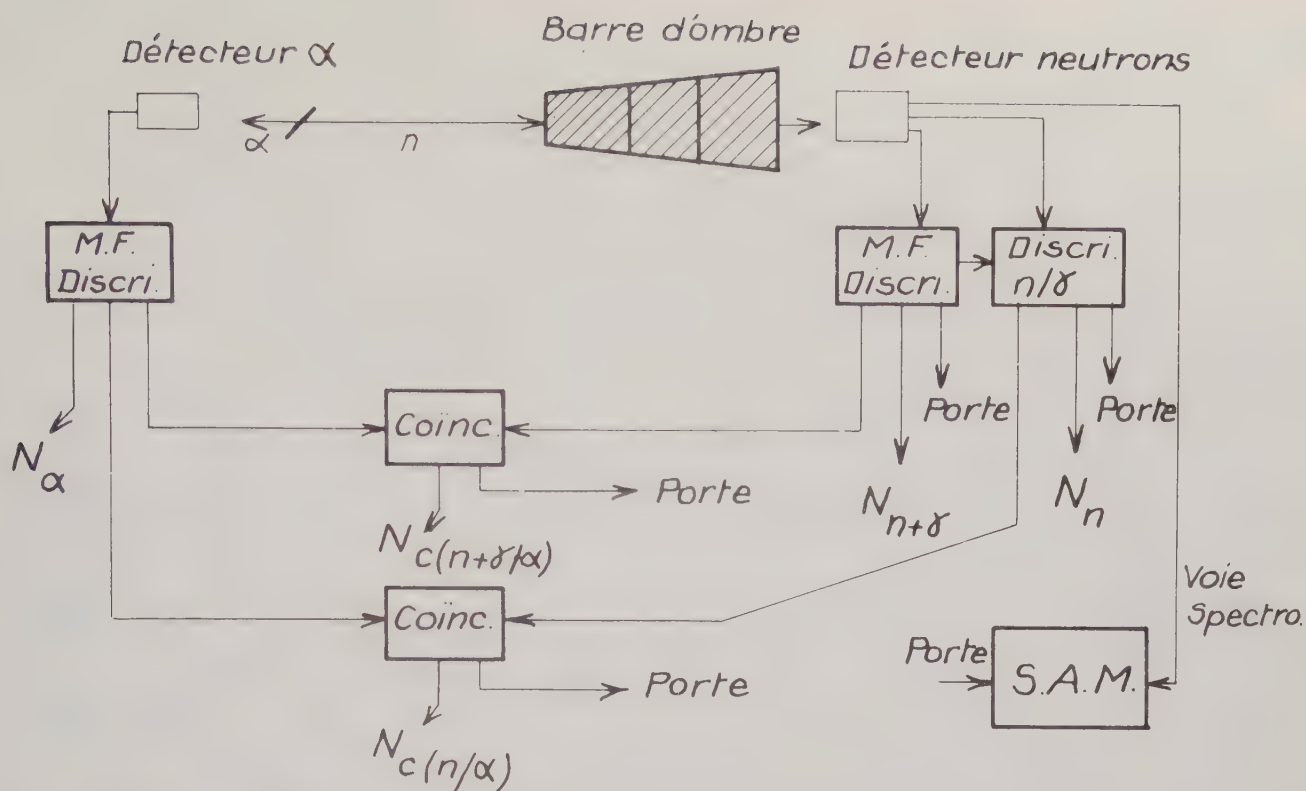


FIG III_1 Schéma électronique de l'étude des protections

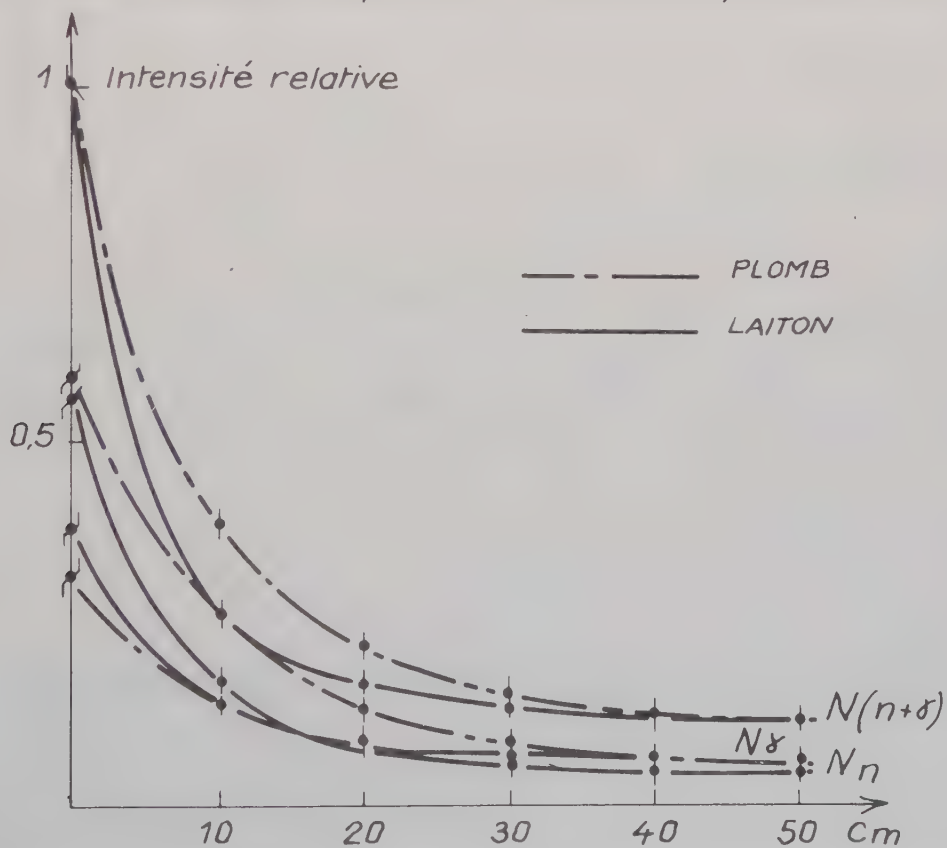


FIG.III_2 Atténuation des neutrons et des gammas par le laiton et par le plomb

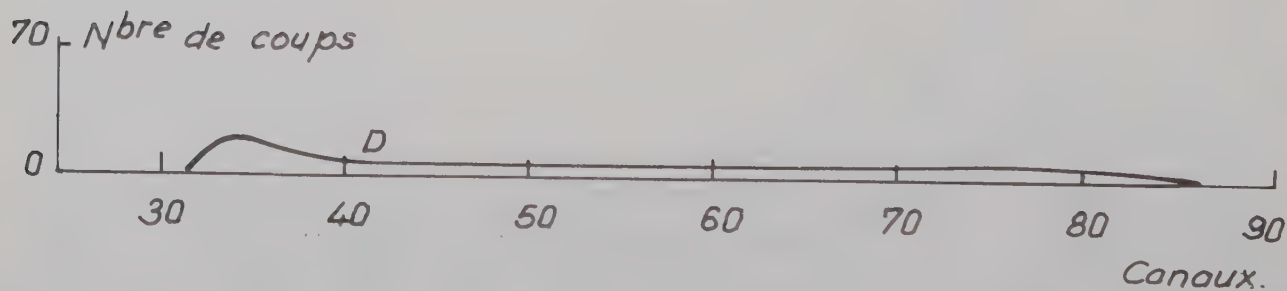
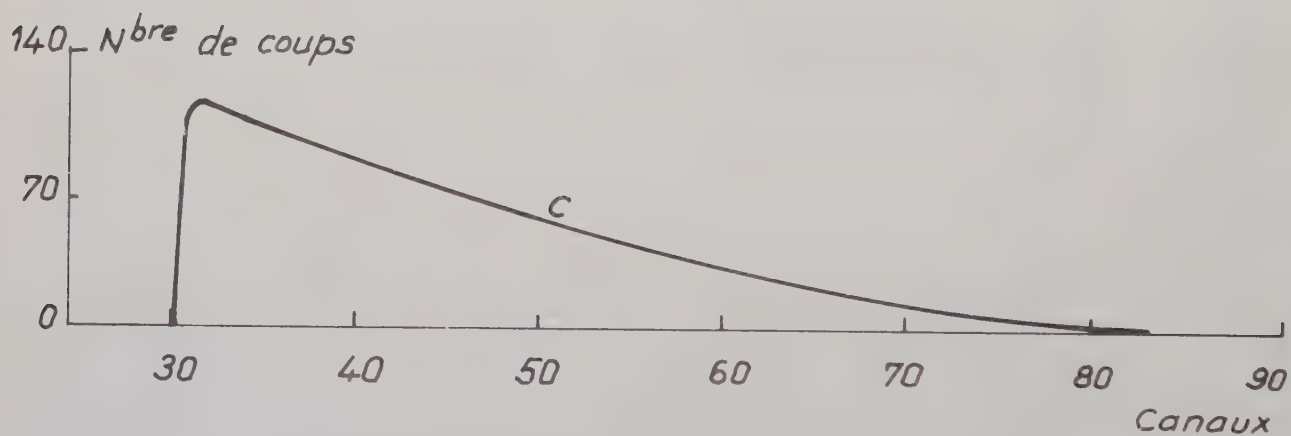
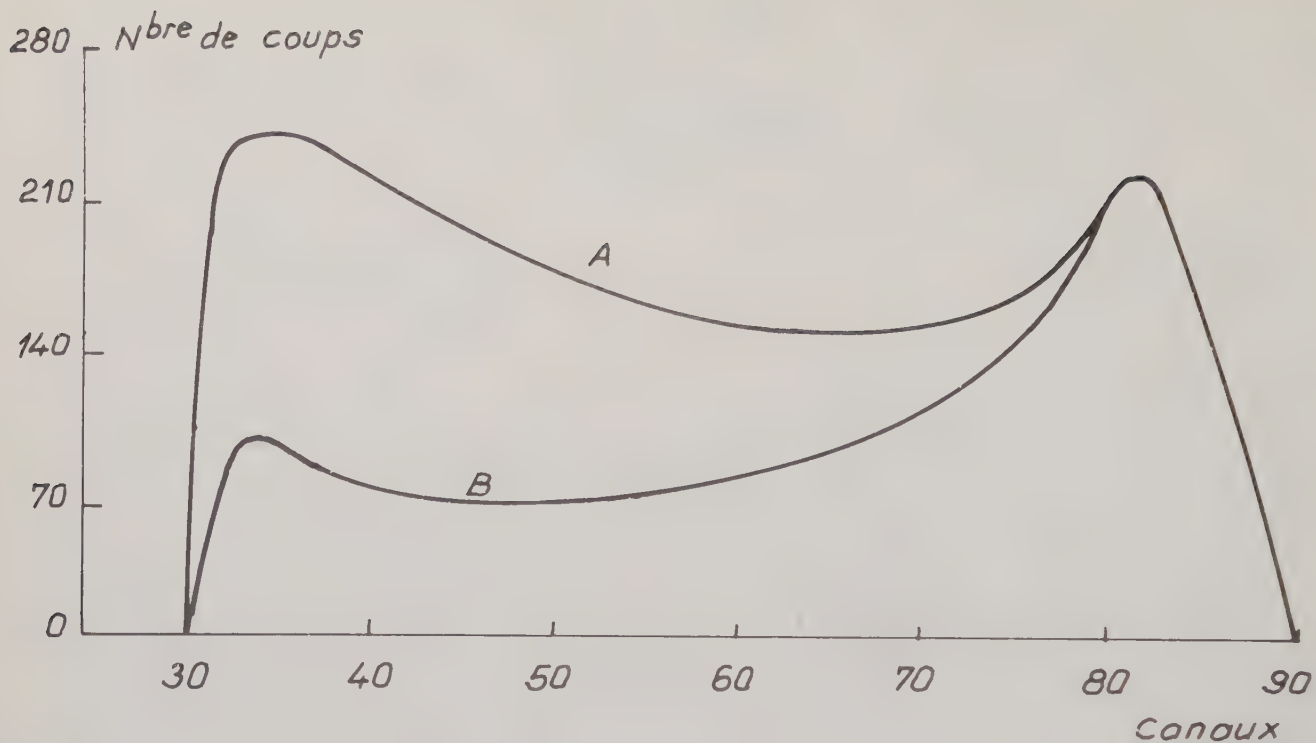


FIG. III-3a.

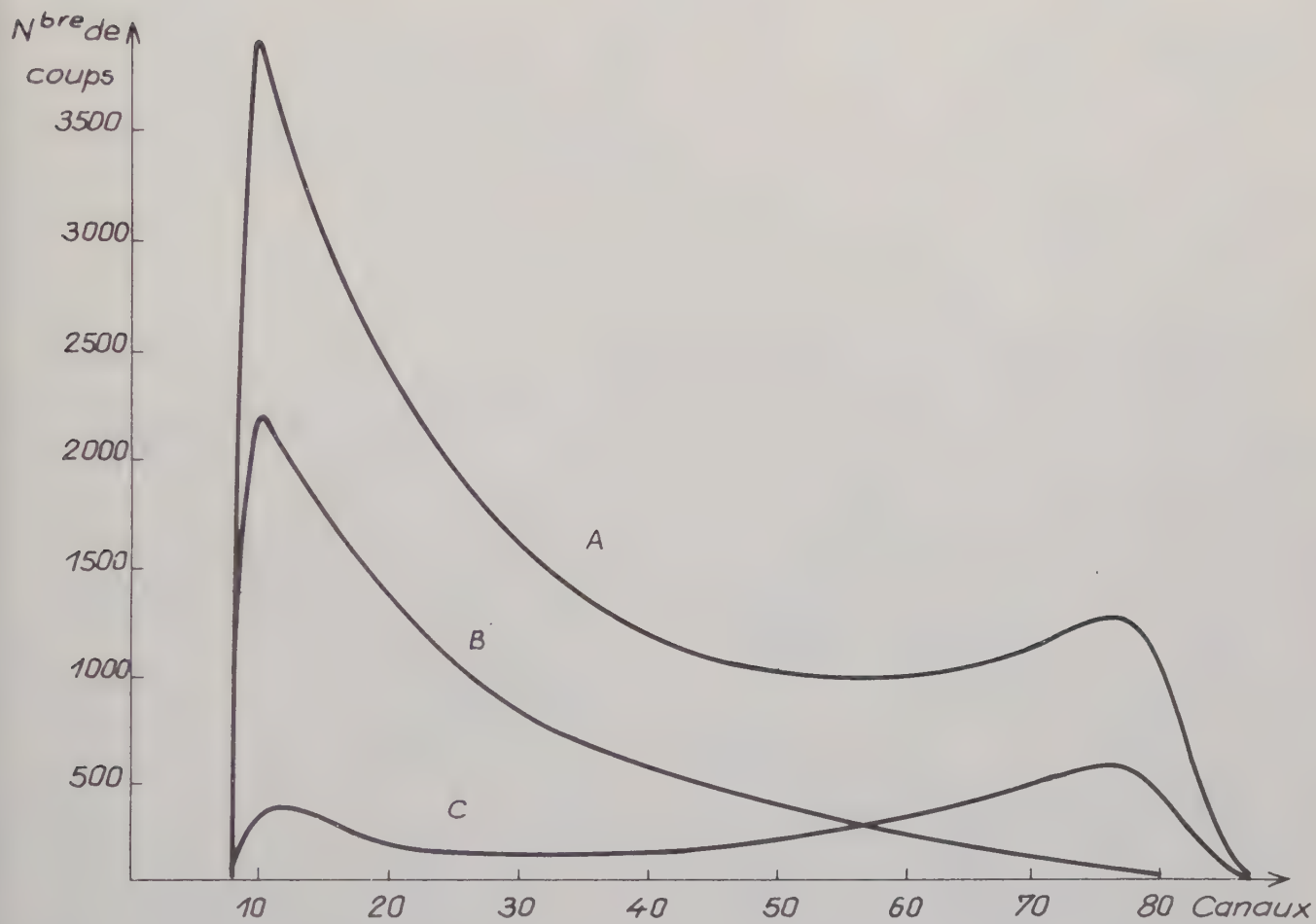


FIG. III_3b

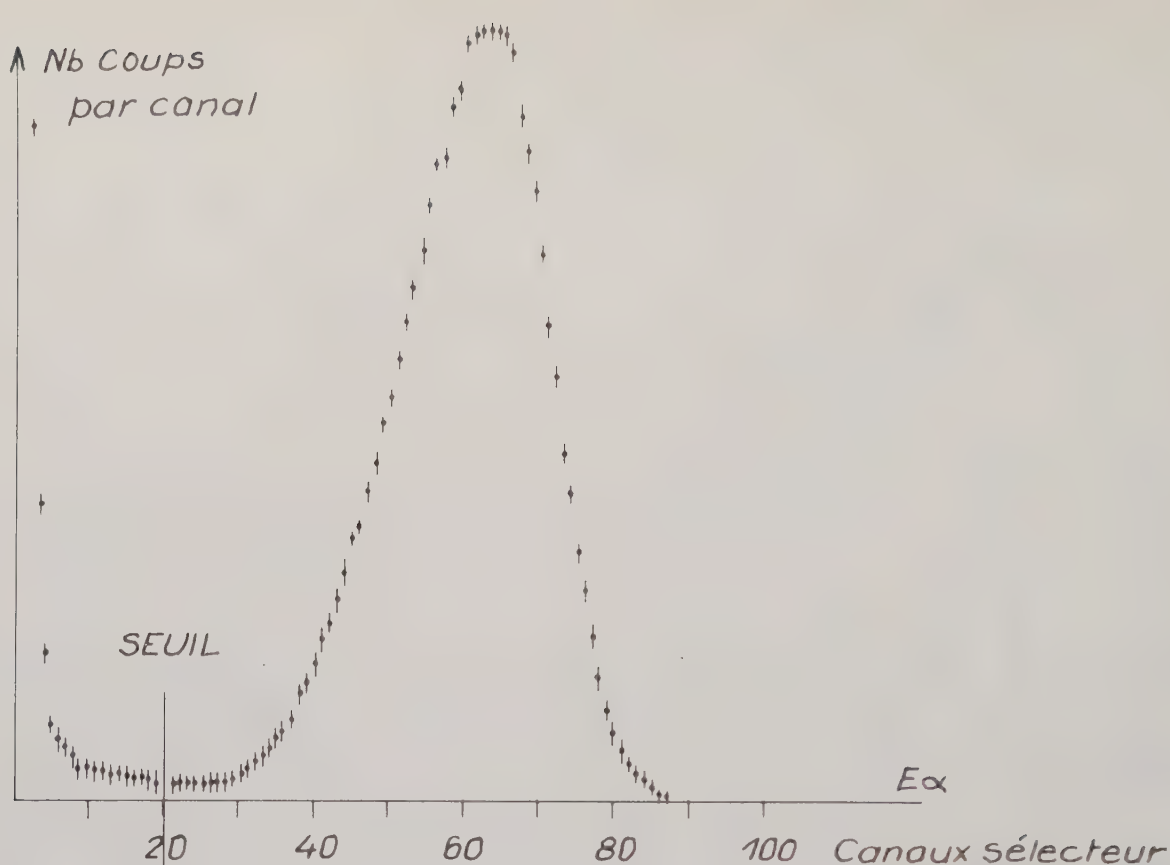


FIG.III_4 Spectre alpha

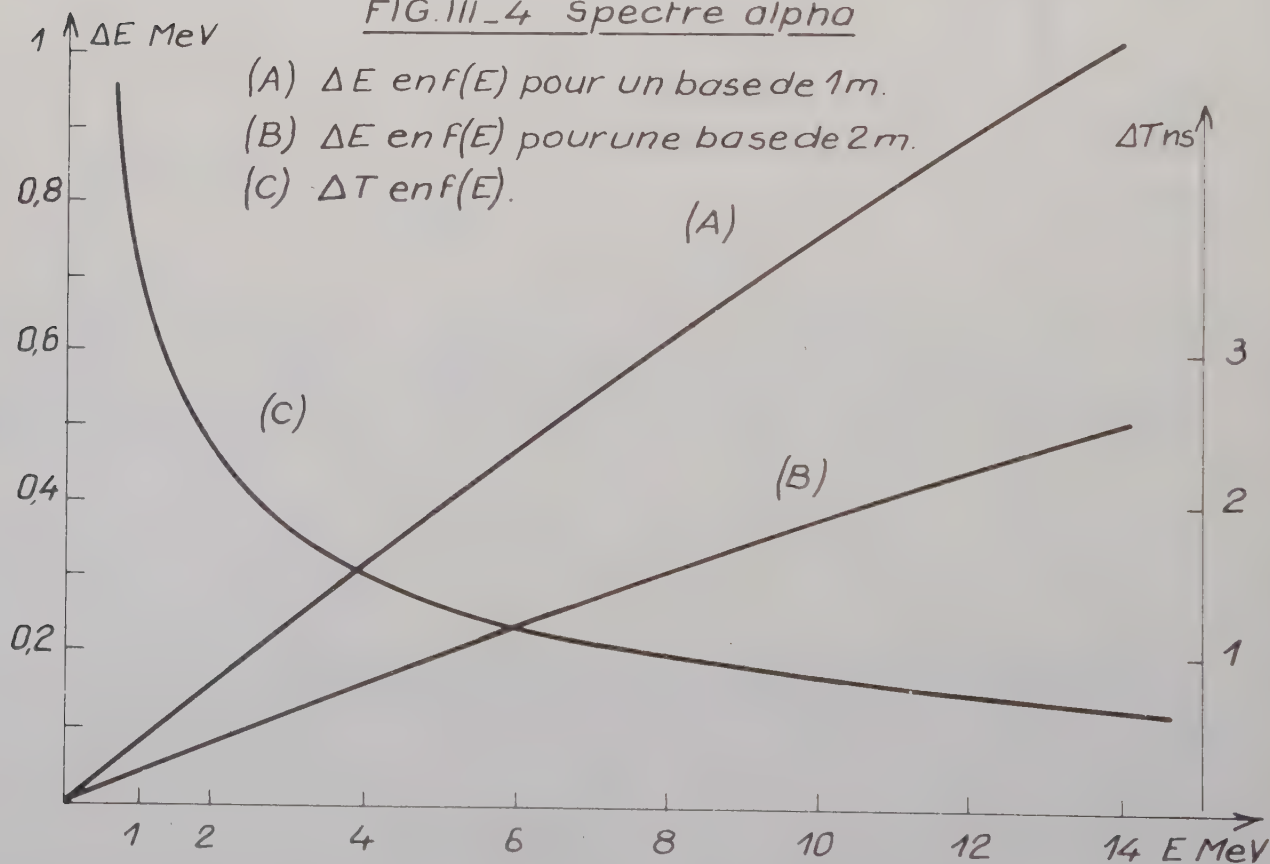
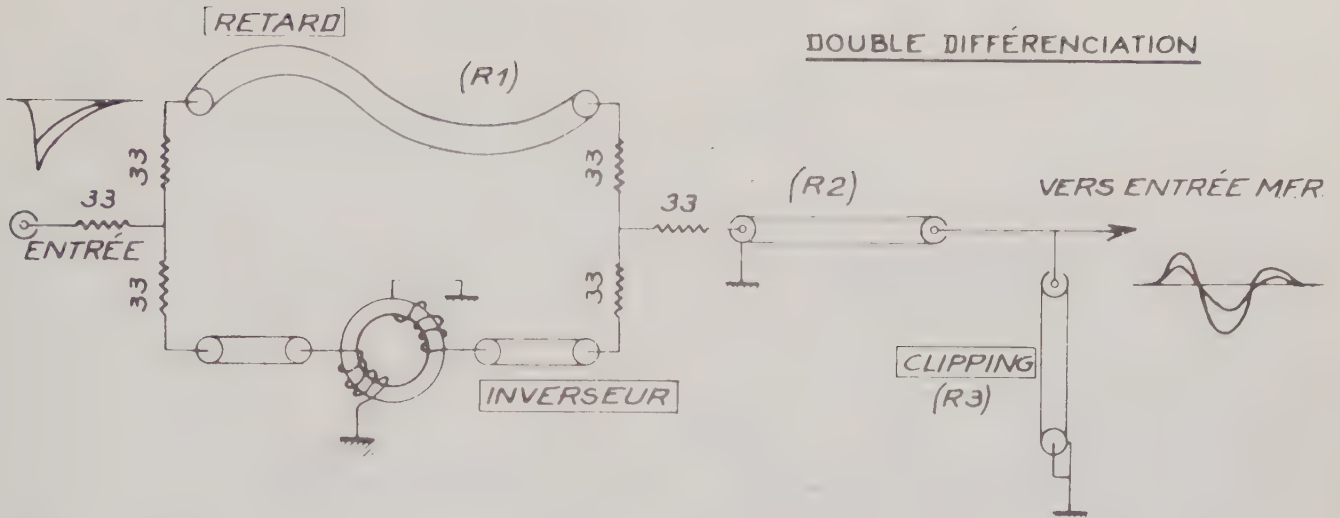


FIG.III_5 Perte de résolution en temps et en énergie due à un détecteur de 5cm d'épaisseur.

DD_MFR



RETARDS:

$R1 = 2,5 \text{ m} \sim 12 \text{ ns}$

$R2 = 5 \text{ m} \sim 25 \text{ ns}$

$R3 = 1 \text{ m} \sim 5 \text{ ns}$

$T1 = \text{ASY80}$

$T2 = 2\text{N}709$

$T3 = 2\text{N}976$

$T4 = 2\text{N}743$

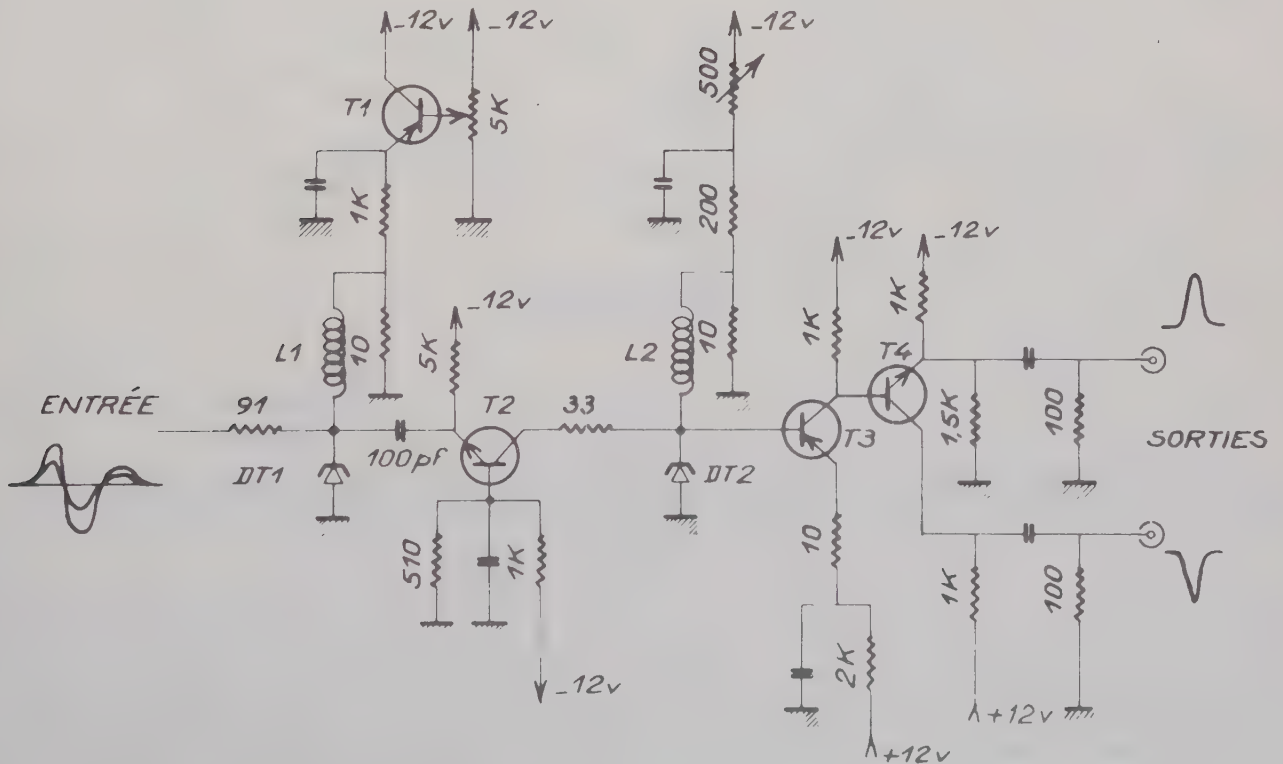
$DT1 = 1\text{N}3128$

$DT2 = 1\text{N}3150$

$L1 = 3,3 \mu\text{H}$

$L2 = 2 \text{ Spires Cu } 8/10$

MISE EN FORME RAPIDE (PAM 139)

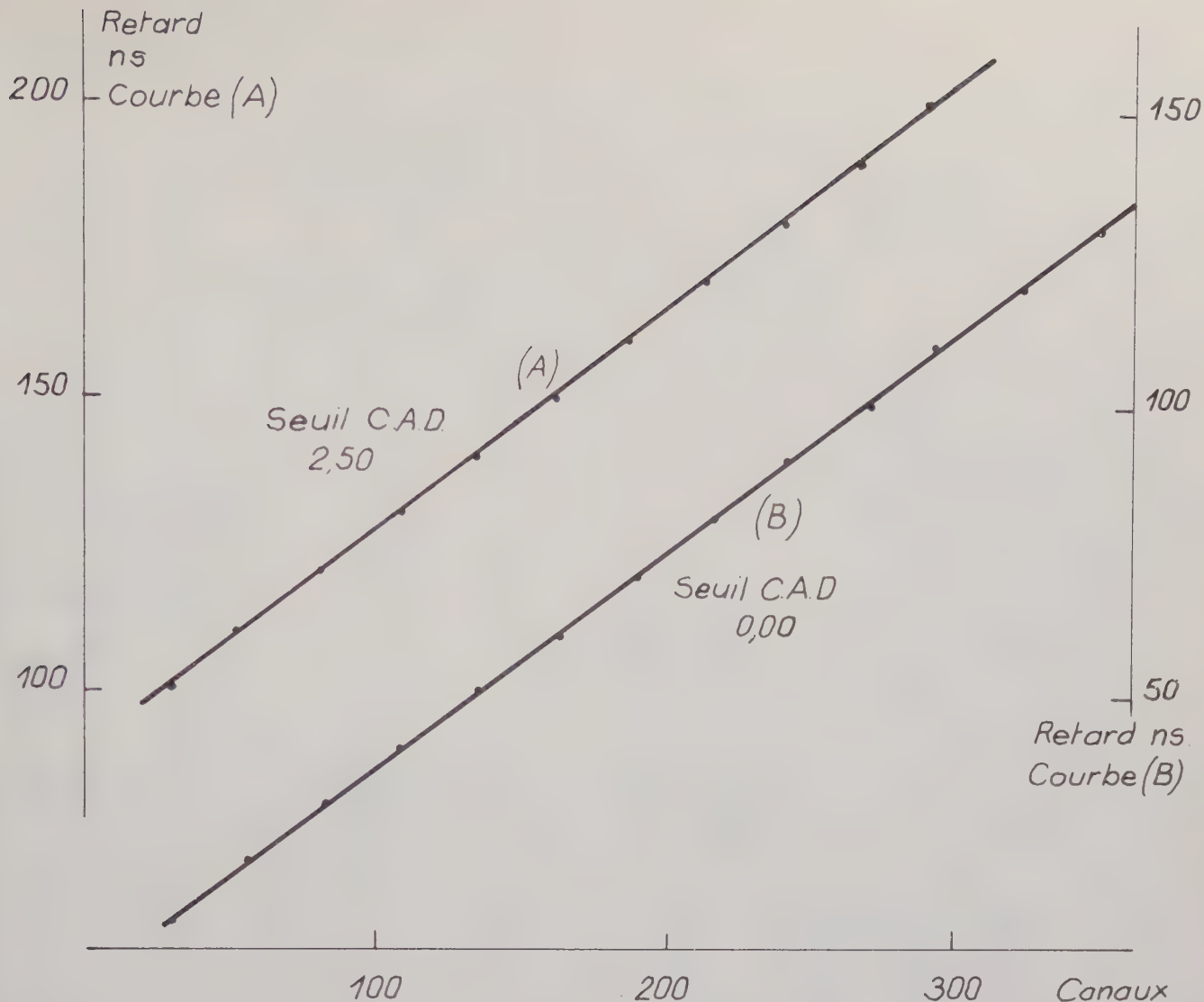


NOTA: Les condensateurs non marqués ont pour valeur $0,1 \mu\text{f}$ FIG. III - 6

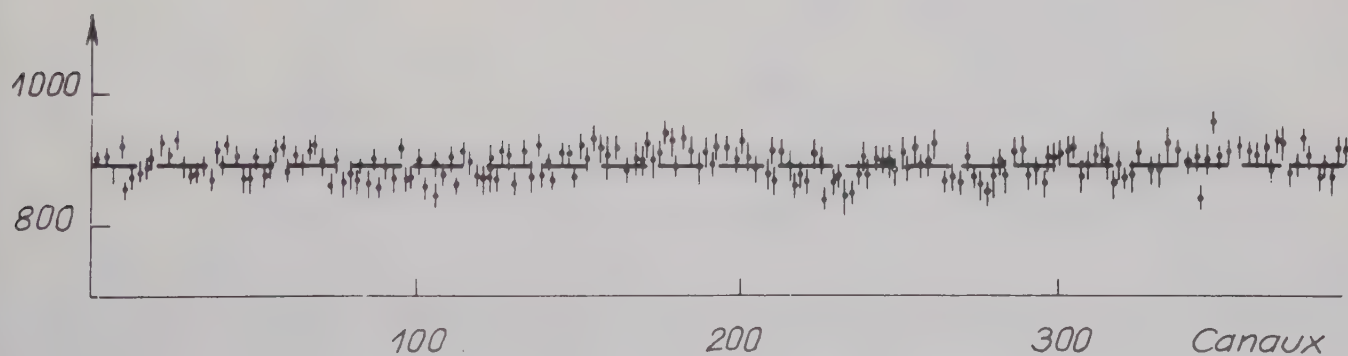
(PAM 194)



FIG. III-7



Test de linéarité différentielle du C.T.A.



Test de linéarité intégrale du C.T.A. (12 h en coïncidences fortuites)

FIG. III.8 Test de linéarité du convertisseur temps-amplitude.

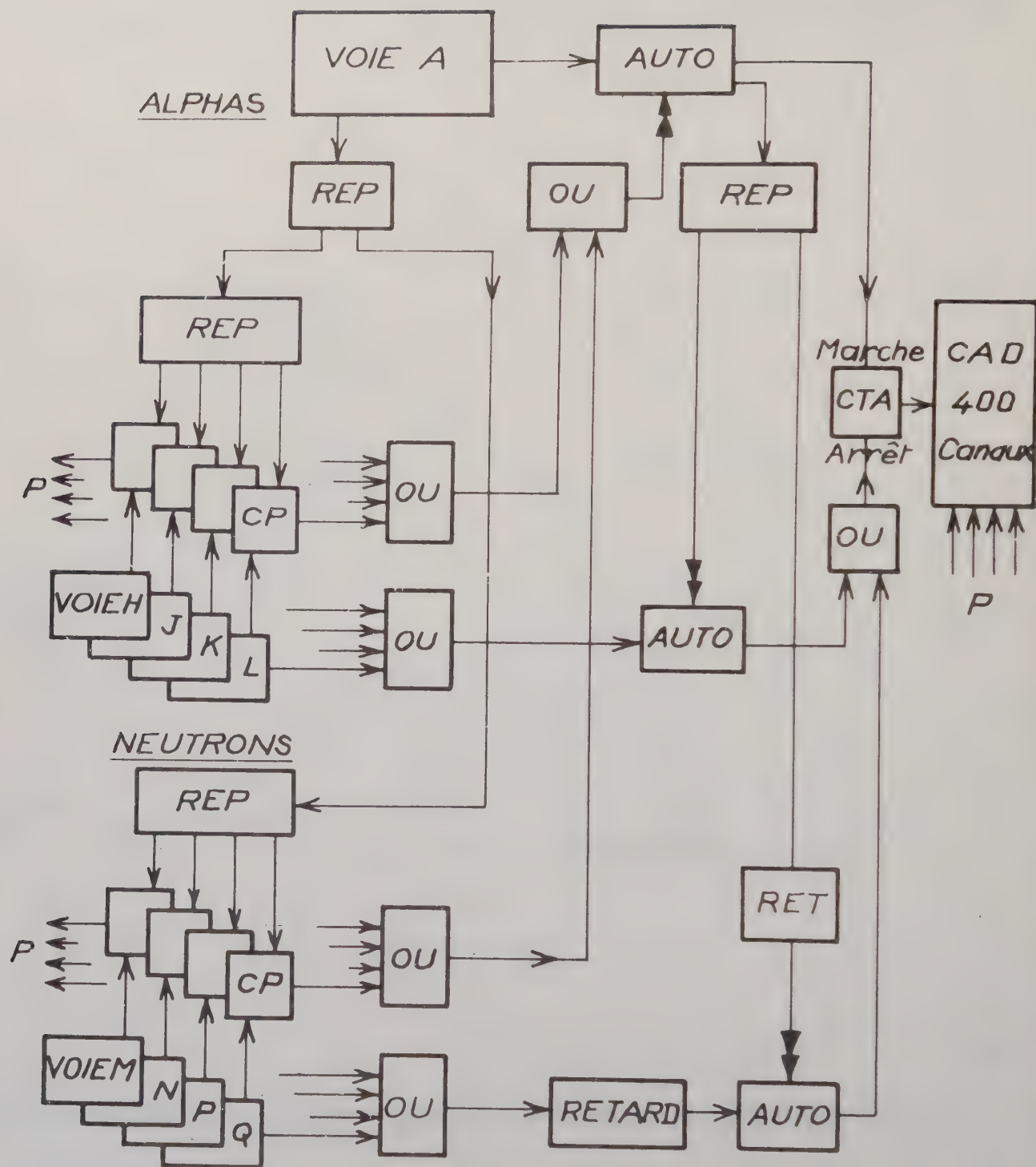


FIG III-9 - Logique du temps de vol à 8 détecteurs

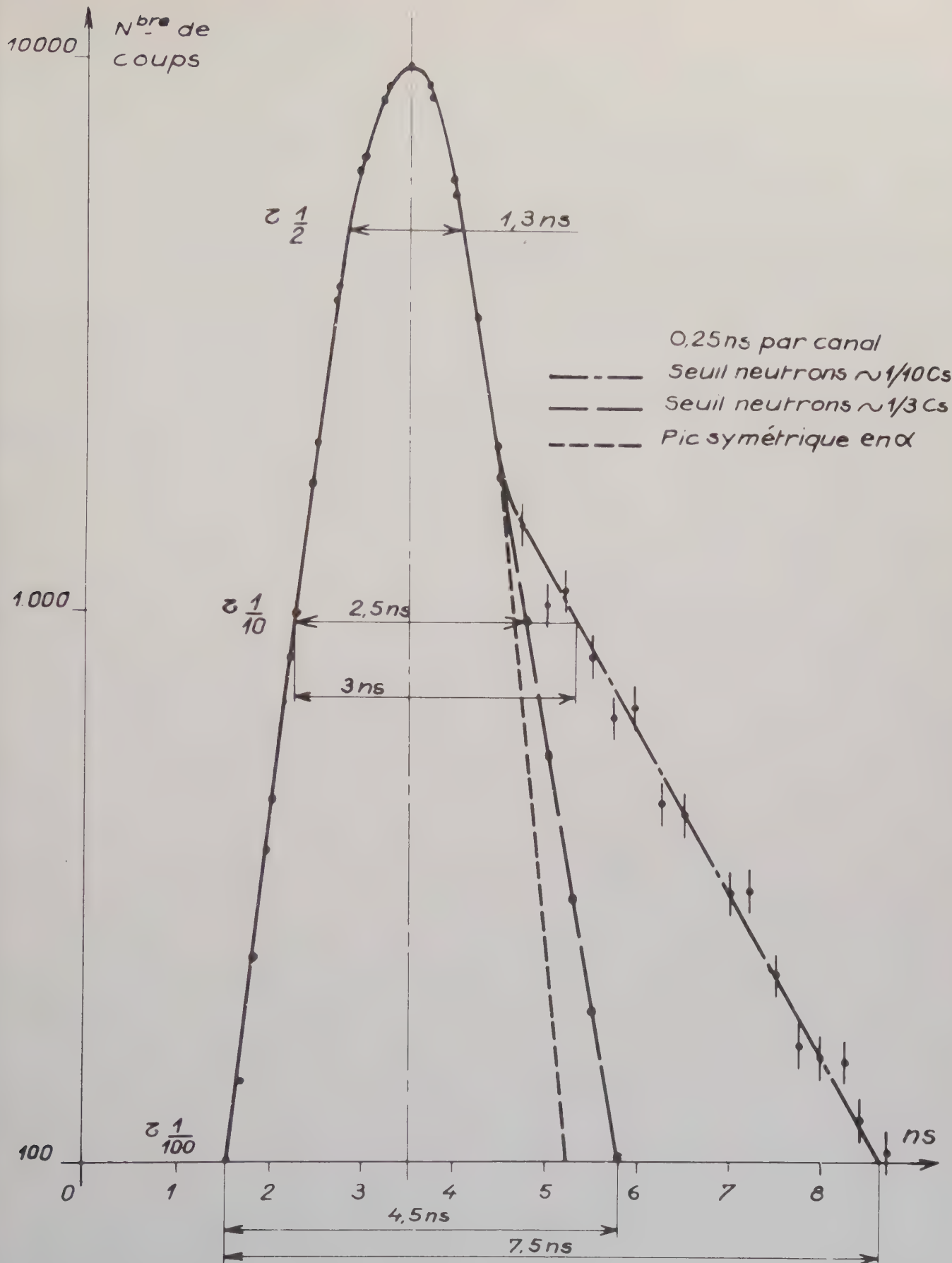


FIG.III-10 - Résolution 1 voie n/α

IV - ACQUISITION ET EXPLOITATION DES RESULTATS

=====

1. Acquisition des données
2. Contrôles de l'appareillage électronique
3. Traitement des spectres bruts
 - 3.1 Dérives de l'électronique
 - 3.2 Dérives du générateur
4. Déconvolution des spectres de temps de vol
5. Conclusion

IV - ACQUISITION ET EXPLOITATION DES RESULTATS

=====

Nous allons présenter dans ce chapitre le mode d'acquisition des données expérimentales brutes, puis les contrôles de fonctionnement pratiqués et les corrections qu'ils nous ont permis d'effectuer sur les spectres de temps de vol. Puis nous décrirons les diverses façons de déterminer le niveau de coïncidences fortuites sur les spectres et enfin la technique de séparation des pics non résolus.

1 - Acquisition des données.

Nos mesures, en raison de la petitesse des effets physiques analysés et du faible flux du générateur en régime polarisé, ont été des mesures de longue durée (150 à 300 heures par position géométrique).

Les enregistrements ont été morcelés en périodes de 80 minutes afin de limiter les pertes en cas d'incidents de tout ordre.

Au cours de chaque enregistrement élémentaire nous avons cumulé les données de trois groupes distincts :

1°/ les huit spectres de temps de vol (sélecteur multicanaux) ;

2°/ les comptages :

- nombre d'alphas
- nombre de particules détectées au dessus du seuil pour chaque détecteur ;

3°/ les contrôles de fonctionnement du générateur :

- comptages du polarimètre

- comptages du détecteur situé à 0° du faisceau de deutons (mesure de l'anisotropie à la production).

Un réétalonnage du rapport d'anisotropie à la production a été effectué systématiquement après chaque enregistrement en coupant la haute fréquence de la transition. Ces comptages ont été incorporés au groupe des données concernant le fonctionnement du générateur.

Pour les mesures de diffusion avec un faisceau de neutrons non polarisés, nous avons injecté directement du deutérium dans l'ioniseur, ce qui a permis d'effectuer ces mesures en flux fort.

Toutes ces données ont été enregistrées sur deux supports indépendants (imprimante et ruban perforé) puis rassemblées sur une bande magnétique pour constituer une bande bibliothèque.

2 - Contrôle de l'appareillage électronique

Au cours de l'acquisition des données il est nécessaire de s'assurer que les réglages électroniques n'ont pas variés. Tout matériel électronique peut être sujet à une panne franche soit à une dérive plus ou moins rapide. Les pannes franches sont immédiatement détectables au simple vu des comptages. Par contre les dérives nécessitent, pour être mises en évidence, des mesures longues et précises qui ne peuvent pas s'intercaler entre les enregistrements élémentaires. Nous avons donc effectué chaque nuit les mesures de contrôle systématiques.

Nous désirions surveiller :

- la résolution en temps de la chaîne de conversion temps-amplitude ;
- le gain du convertisseur analogique digital ;

- les hautes tensions des photo-multiplicateurs ;
- les chaines des diviseurs de tension des culots des photo-multiplicateurs ;
- les seuils des discriminateurs.

Pour ce faire nous avons placé une source de Co^{60} à la place du diffuseur, de façon reproductible.

Grâce à une simulation de la voie alpha (autre détecteur donnant le signal marche du CTA) nous obtenons un pic de temps de vol entre les deux gammas de 1,17 et 1,33 MeV de la cascade du Co^{60} .

La largeur du pic γ/γ nous permet de tester la résolution en temps et la position du pic nous donne un contrôle du gain du CAD.

Les enregistrements périodiques des comptages au dessus du seuil sur les voies neutron permettant un test précis de stabilité de chaque chaîne de détection, de la haute tension jusqu'au seuil électronique.

Il était important de se fixer la limite admissible pour la dérive d'un seuil en fonction de l'erreur qu'elle produit. Dans le meilleur des cas l'erreur statistique (voir annexe) conduit à un σ de $8 \cdot 10^{-3}$. Nous avons cherché les conditions de contrôle qui permettent de détecter une variation conduisant à une erreur qui, dans le cas extrême de dérives contrariées sur les voies droite et gauche, ne dépasserait pas $4 \cdot 10^{-3}$.

Les tests de seuil les plus commodes sont effectués avec une source. Nous présentons sur la figure IV-1, un spectre de neutrons de 14 MeV et dans les mêmes conditions d'analyse le spectre γ du Co^{60} .

Nous avons réglé le gain du CAD de façon que le déplacement d'un canal du seuil (minimum décelable : 1/2 canal) conduise à une variation rela-

tive du nombre des neutrons détectés de $2 \cdot 10^{-3}$. Sur la figure IV-2 est présentée la comparaison entre le même spectre γ dans les conditions de test et de mesure. Dans les conditions de test, la variation d'un canal du seuil produisait une variation relative du comptage gamma de l'ordre de 10^{-2} , très supérieure à l'erreur statistique du comptage.

Toute variation de cet ordre dans les comptages de nuit entraînait un réaligement des seuils. La plus grande variation enregistrée et corrigée fut au total de deux canaux sur une semaine.

Notre critère de stabilité "variation maximum d'un canal sur la spectrométrie gamma" et les corrections qu'il a entraîné nous permet de considérer comme négligeables les erreurs provenant de variation d'efficacité dues à une dérive du seuil neutron.

Par contre les variations de gain CAD décelées par les mesures de contrôle de nuit ont conduit à des corrections qui vont être décrites dans le paragraphe suivant.

3 - Traitement brut (SE 69)

Les mesures se sont étalées sur plus d'un an, il était donc illusoire de pouvoir obtenir une stabilité parfaite de l'électronique. Nous avons traité les dérives et autres instabilités en fonction de :

- leur possibilité de détection rapide ;
- leur possibilité de correction simple ;
- leur effet.

Les contrôles permanents permettaient de déceler les variations brutales dues à des incidents de fonctionnement. Dans ce cas les enregistrements des deux voies symétriques touchées par cet incident étaient éliminés pour la mesure concernée.

3.1 - Dérives de l'électronique

Seules les dérives lentes ont nécessité des corrections a posteriori. Ainsi que nous venons de le voir les variations agissant sur l'efficacité de détection, conduisent à un effet négligeable tant qu'elles ne dépassent pas le seuil d'un canal en spectroscopie au moment d'un contrôle. En fait les seuils des discriminateurs n'ont pratiquement jamais varié. Seules les hautes tensions et les chaînes des diviseurs de tension ont eu des défaillances qui, elles, sont détectables par les contrôles de nuit. Dans ce cas les mesures concernées ont été éliminées. La dérive du seuil bas (définition de l'instant de passage), celle du seuil du CAD, la modification de la résistance de contact d'une prise coaxiale (branchement et débranchement pour les tests), se traduisent par une modification de l'amplitude du signal de conversion temps amplitude, donc produisent une translation des spectres. Une variation de gain CAD par contre provoque une homothétie centrée sur le canal correspondant au seuil zéro.

Ces divers déplacements produisent lors de la sommation des spectres un lissage qui se traduit par une perte de résolution. Or ceci a deux conséquences :

- 1°/ mauvaise séparation des pics élastique et inélastique
- 2°/ augmentation du nombre de coïncidences fortuites sous-tendues par le pic considéré, ce qui augmente les erreurs (voir annexe).

Avant la mise en place du temps de vol γ/γ de nuit, nous ne pouvions constater l'effet (augmentation de la résolution), que par une totalisation générale. Une variation du gain du CAD produit une variation de la séparation entre le pic gamma et le pic élastique.

Les autres dérives produisent un déplacement global du spectre. Des totalisations journalières donnent une statistique suffisante pour mettre en évidence ces effets. Dans le cas où une correction par homothétie était nécessaire la faible valeur du rapport d'homothétie nous a fait adopter la simplification consistant à recentrer tous les spectres par translation.

Il a été nécessaire de faire des recentrages importants par translation surtout sur les premiers cycles de mesures, ceci étant dû à un mauvais recalage des réglages du CAD. Par la suite il a été possible d'éliminer ces défauts grâce à des précautions sévères, en particulier par l'utilisation de jeux de bouchons atténuateurs à la place des potentiomètres multi-tours.

Un exemple est donné sur la figure IV-3a où on voit l'effet de ces défauts sur la totalisation de mesures s'étalant sur 15 jours. Le résultat du recentrage est donné sur la figure IV-3b.

Les opérations de translation sont effectuées spectre à spectre pour des valeurs quelconques (non entières) du décalage, par un sous programme du programme général d'exploitation.

3.2 - Dérives du générateur

Un deuxième type de correction tient compte des variations de polarisation incidente.

L'asymétrie mesurée est donnée par :

$$A = \frac{D - G}{D + G} = P_1 P_2 (\theta)$$

où $D = \sum_i D_i$ $G = \sum_i G_i$ D_i et G_i sont les nombres dévénements dans les pics de temps de vol des voies droite et gauche pour le $i^{\text{ème}}$ enregistrement.

$$P_2(\theta) = \frac{1}{D + G} \left(\sum_i D_i / P_1^i - \sum_i G_i / P_2^i \right)$$

on voit que l'on peut normaliser les comptages droit et gauche, par la polarisation incidente moyenne de chaque enregistrement. Autour d'un point de fonctionnement on peut considérer que de faibles variations de P_{20} , les variations de P_{10} sont linéaires. On peut donc, à partir des données "générateur" et de la mesure de la polarisation moyennée sur toute l'expérience, calculer une polarisation pour chaque enregistrement. L'erreur provenant de ce mode de correction est comme nous le verrons ultérieurement (Annexe) plus faible que les erreurs provenant des comptages.

Ces diverses corrections sont effectuées au cours du traitement des spectres bruts par un programme d'exploitation global qui gère la bande bibliothèque. L'organigramme est présenté sur la figure IV-4.

Au cours de ce traitement peut être effectué un calcul du niveau des coïncidences fortuites.

En effet, le sélecteur multicanaux se comporte comme une succession de coïncidences dont la résolution serait la largeur en temps de chaque canal. Compte tenu de la linéarité du convertisseur temps-amplitude, cette largeur est la même pour tous les canaux. Nous la mesurons au cours des étalonnages en déplaçant un pic n/α par adjonction de retards fixes de valeurs définies avec précision (cables). Nous pouvons donc pour chaque spectre soustraire canal à canal les coïncidences fortuites calculées à partir des comptages enregistrés en même temps que le spectre. Cette méthode permet de définir le niveau de fortuites d'une façon objective ne laissant aucune place à une appréciation personnelle. Ceci est très important pour les mesures d'asymétrie. Les résultats de ce mode de soustraction du bruit de fond ont

été comparés avec ceux obtenus par ajustement au cours de la déconvolution des pics élastique et inélastique que nous allons maintenant étudier.

4 - Déconvolution des spectres de temps de vol

Les spectres de temps de vol présentent une succession de pics pouvant se recouvrir. Ce recouvrement sera fonction de la résolution du système de temps de vol, du réglage de la valeur en temps des canaux de l'analyseur et de la séparation en temps imposée par la cinématique de la réaction.

L'idéal serait évidemment de concilier ces trois facteurs pour une position angulaire en plaçant le détecteur suffisamment loin et en augmentant la valeur d'étalonnage du sélecteur. Or en fait, travaillant à huit voies simultanées, nous avons une valeur unique d'étalonnage du sélecteur et les exigences de l'angle solide de détection, limitent la longueur de la base de temps de vol. Les temps de vol sur une base de 1.50 m pour les neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement sur le C^{12} sont présentés sur la figure IV-5. Nous voyons que pour cette distance l'écart entre les pics élastique et inélastique varie de 6 à 9 ns . environ suivant les angles. Lors des premières mesures la résolution globale était mauvaise (près de 4 ns . de largeur à mi-hauteur) essentiellement pour des raisons de dérives entraînant des lissages. Par la suite la résolution s'est stabilisée vers 2.5 ns . Nous avons un léger chevauchement du pic élastique et du premier inélastique.

Pour effectuer la séparation nous assimilons la forme des pics de temps de vol à des fonctions gaussiennes.

Pour deux pics on obtient la forme

$$A \exp \left(- \left(\frac{x-x_a}{a} \right)^2 \right) + B \exp \left(- \left(\frac{x-x_b}{b} \right)^2 \right)$$

avec	1 ^{er} pic	2 ^{ème} pic
Amplitude	A	B
Position (valeur moyenne)	x_a	x_b
Ecart type	a	b

Les écarts types pour les deux pics ne sont pas les mêmes, car bien que la résolution électronique soit la même pour les deux énergies des neutrons, la perte de résolution due à l'épaisseur du scintillateur n'est pas la même (voir fig. III-5).

Nous ajusterons les paramètres par une recherche de minimum de χ^2 défini de la manière usuelle :

$$\chi^2 = \sum_i \left| \frac{\text{Exp}^i - \text{Th}^i}{\text{Erreur}^i} \right|^2$$

En fait les pics ne sont pas rigoureusement symétriques, car lors de la détection des neutrons nous avons des retards de déclenchement dûs aux dimensions des détecteurs et à l'effet d'amplitude sur les spectres neutrons. L'élargissement du "pied" du pic correspond à des déclenchements différés sur la voie neutron. Cet effet avait aussi été remarqué par Grin et al. (Gr 67).

Nous avons donc surtout pour le pic élastique où l'effet est le plus sensible, remplacé la forme analytique par la forme suivante

$$A \exp - \left(\frac{x - x_a}{a_{\pm}} \right)^2 \quad \begin{array}{l} a_+ \text{ pour } x \geq x_a \\ a_- \text{ pour } x < x_a \end{array}$$

L'utilisation du sélecteur 400 canaux en huit plages de 50 canaux n'a pas permis dans certains cas de moyenner ou d'ajuster par minimisation de χ^2 le niveau de fortuites (nombre de canaux insuffisant en avant du pic élastique). Dans ces cas il ne pouvait être que calculé à partir des comptages.

Dans les cas où les trois méthodes :

- 1°/ soustraction d'un niveau de fortuits calculé,
- 2°/ soustraction d'un niveau de fortuits moyenné, puis déconvolution des deux pics,
- 3°/ ajustement et déconvolution simultanés,

étaient possibles, nous avons vérifié leur équivalence en calculant le rapport (nombre d'événements)_{Pol} / (nombre d'événements)_{Non pol.}

L'erreur introduite dans la détermination du $P_1 P_2$ a été trouvée de l'ordre de 10% de l'erreur statistique sur $P_1 P_2$.

De plus les ajustements sont effectués simultanément pour les spectres en faisceau incident polarisé et non polarisé, en imposant les mêmes valeurs de a_+ , x_a , b , et x_b . Ceci nous donne 9 paramètres pour les deux premières méthodes et 11 pour la troisième.

$$(BF)_P + A_P \exp -\left(\frac{x - x_a}{a_+}\right)^2 + B_P \exp -\left(\frac{x - x_b}{b}\right)^2$$

$$(BF)_{NP} + A_{NP} \exp -\left(\frac{x - x_a}{a_+}\right)^2 + B_{NP} \exp -\left(\frac{x - x_b}{b}\right)^2$$

Des exemples de déconvolution sont donnés sur les figures IV-6. Sur ces figures le niveau zéro correspond au niveau des événements fortuits, ce dernier étant, soit moyenné, soit calculé, soit ajusté. Les barres d'erreur portées sur l'histogramme sont les barres d'erreur expérimentales ($\sqrt{N}$, N étant le nombre total d'événements dans le canal, événements fortuits compris).

5 - Conclusion

Les méthodes d'acquisition des données et de contrôle des dérives nous ont permis de totaliser des spectres enregistrés sur de très longues périodes (jusqu'à deux mois) tout en conservant une résolution en temps de

vol correcte (au maximum 2,5 ns). Ceci était indispensable pour, d'une part, limiter le chevauchement du pic élastique et du premier inélastique et, d'autre part, pour diminuer le nombre d'événements fortuits sous-tendus par chacun de ces pics.

Les distributions angulaires de la polarisation en diffusion élastique et de l'asymétrie en diffusion inélastique sont présentées dans le chapitre suivant.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE IV

- IV.1 Comparaison entre le spectre des protons de recul (détection de neutrons) et le spectre des électrons compton (détection de gammas)
- A : spectre total d'un détecteur irradié par des neutrons de 14 MeV
- B : spectre des protons de recul (gammas discriminés)
- C : spectre des électrons compton dûs aux gammas d'une source de Co^{60} .
- IV.2 Comparaison entre les conditions de test et de mesure
- A : spectre des gammas du Co^{60} dans les conditions de mesure
- B : spectre des gammas du Co^{60} dans les conditions du test.
- IV.3 Spectre de temps de vol
- A : avant recentrage
- B : après recentrage.
- IV.4 Organigramme du programme de gestion et d'exploitation de la bande bibliothèque.
- IV.5 Temps de vol sur une base de 1,50 m pour des neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement sur C^{12} .
- IV.6 Déconvolution de spectres de temps de vol.
- A : voie L 25°
- B : voie M 25°
- C : Voie H 45° bruit de fond ajusté
- D : bruit de fond moyenné
- E : voie K 75° bruit de fond calculé
- F : voie K 65° bruit de fond ajusté.

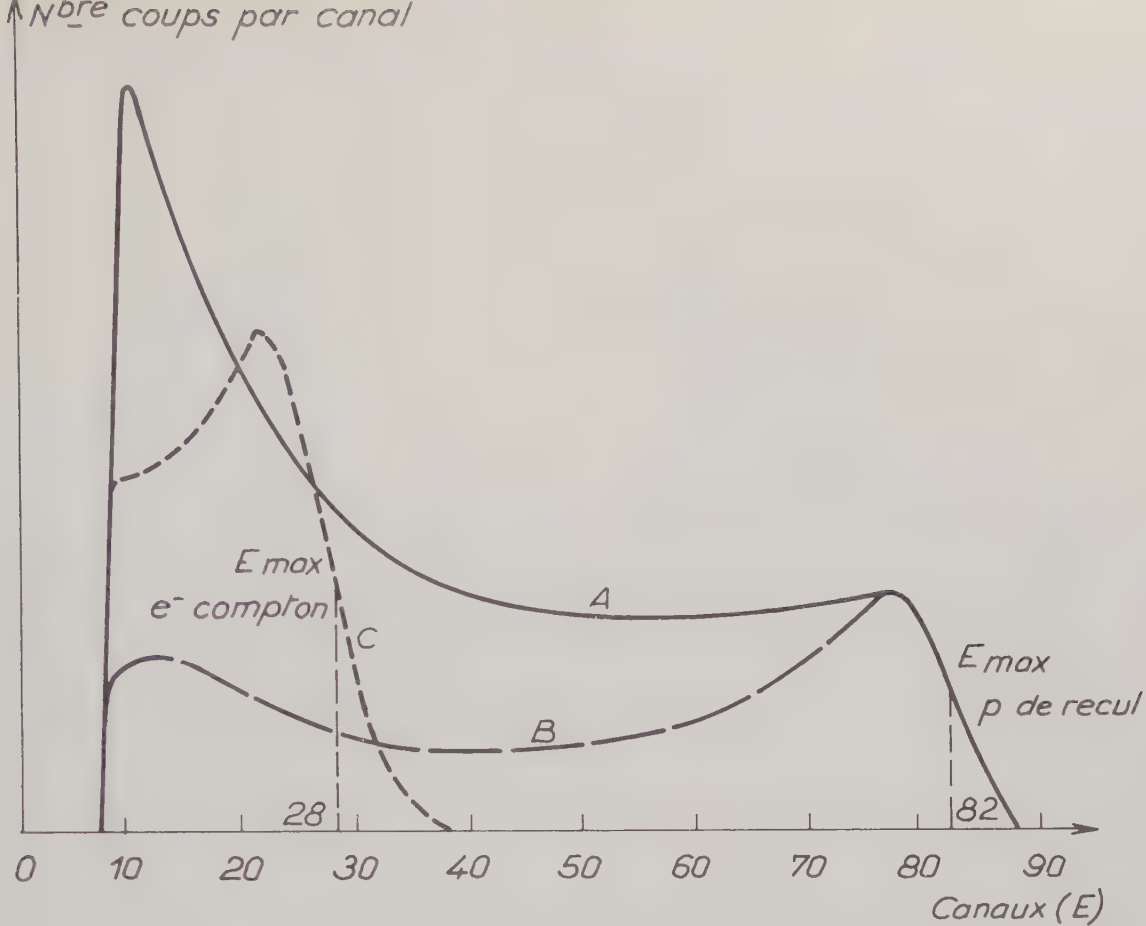


FIG. IV-1

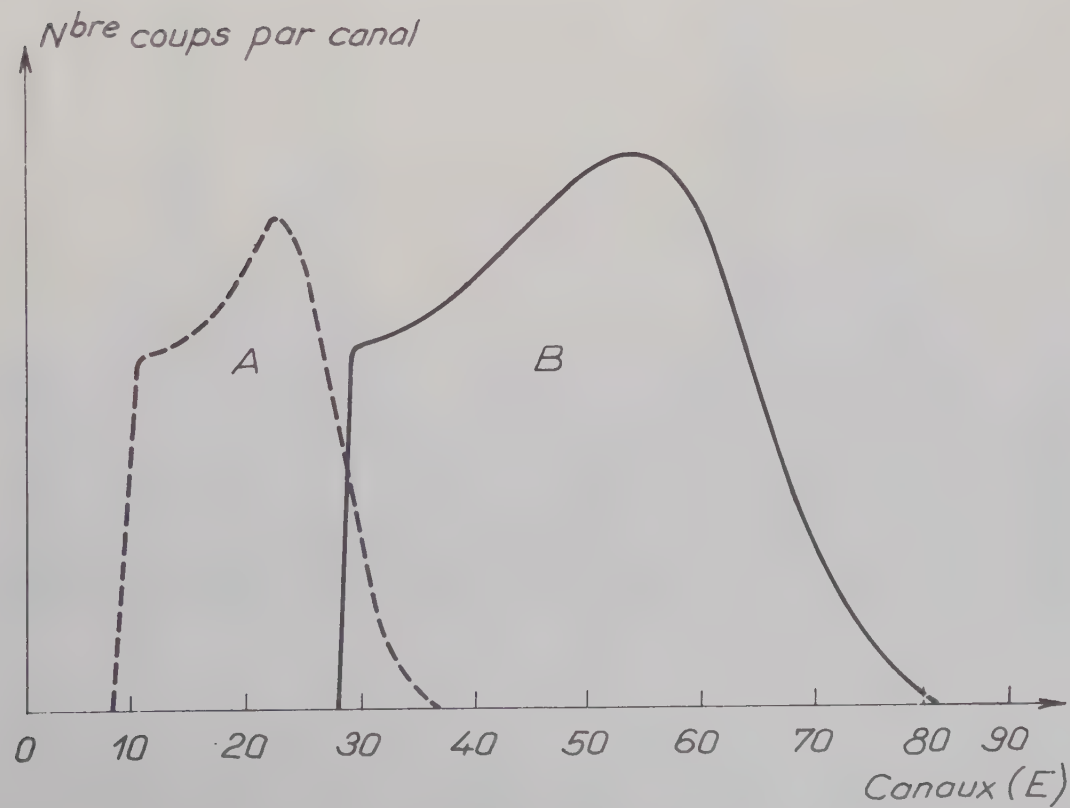


FIG. IV-2

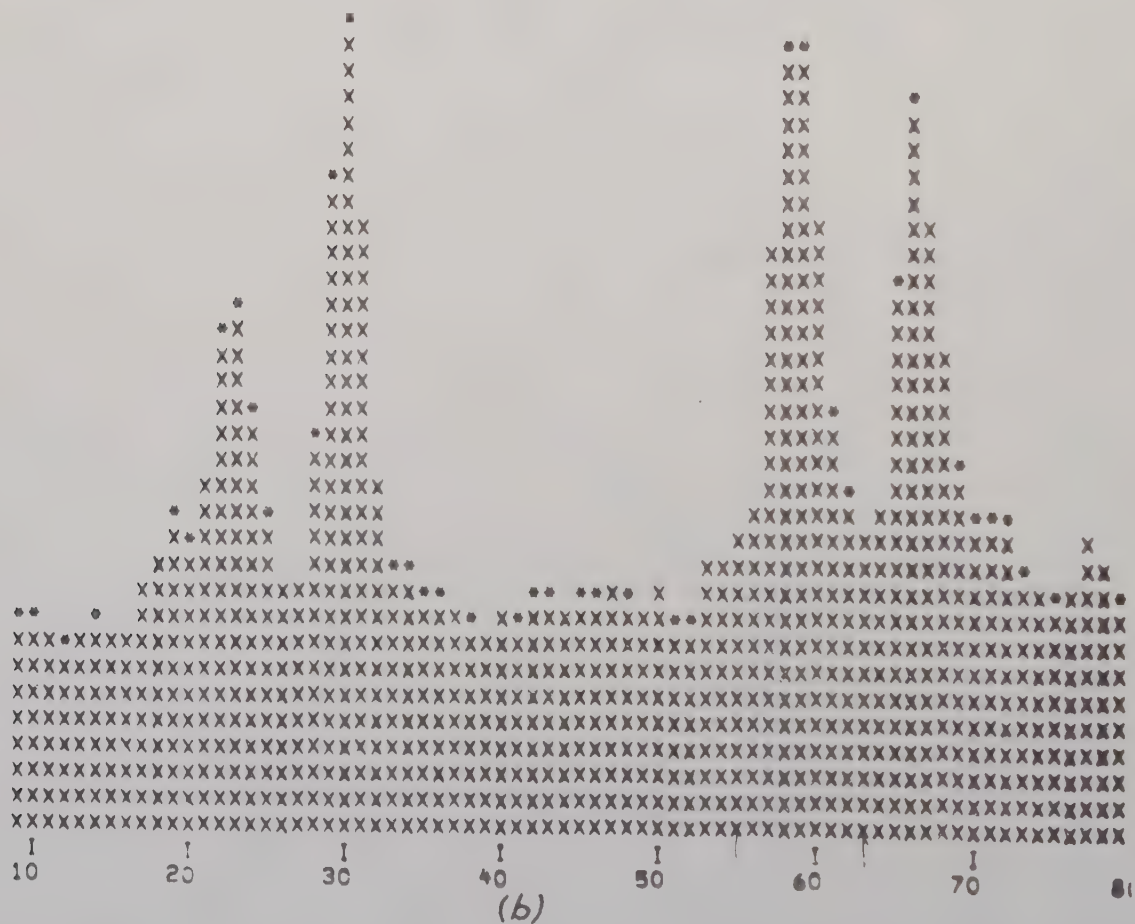
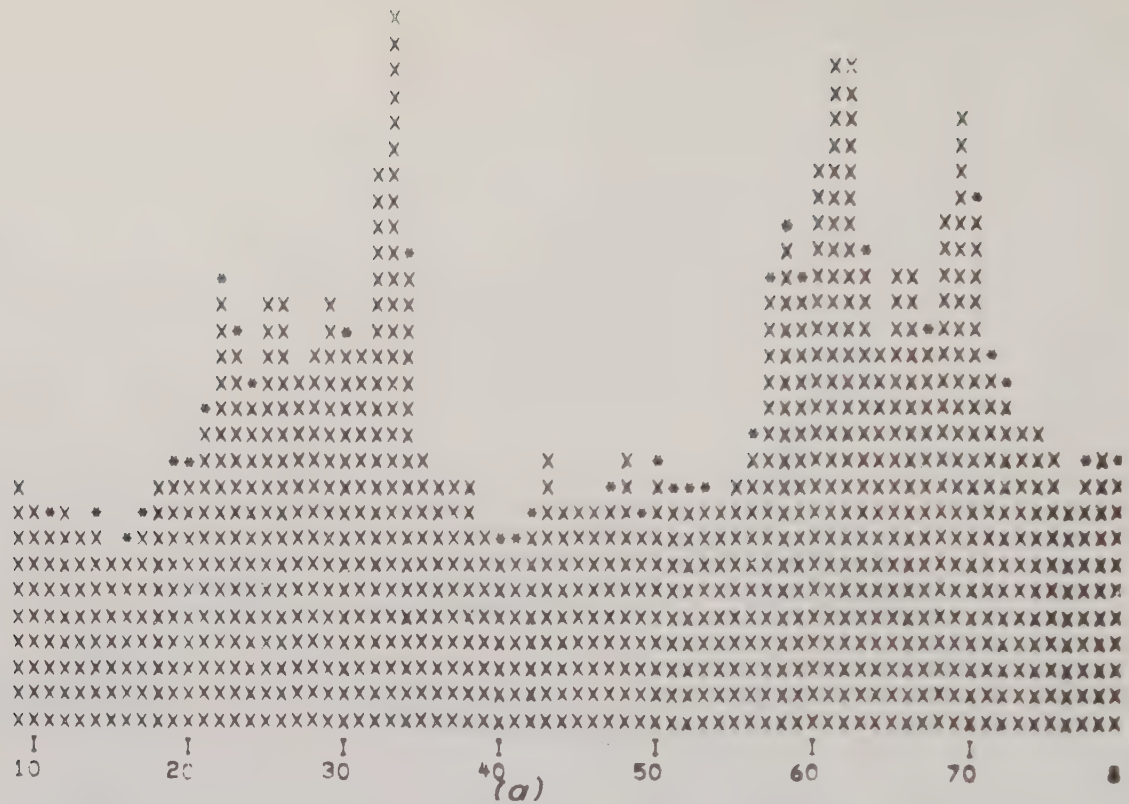
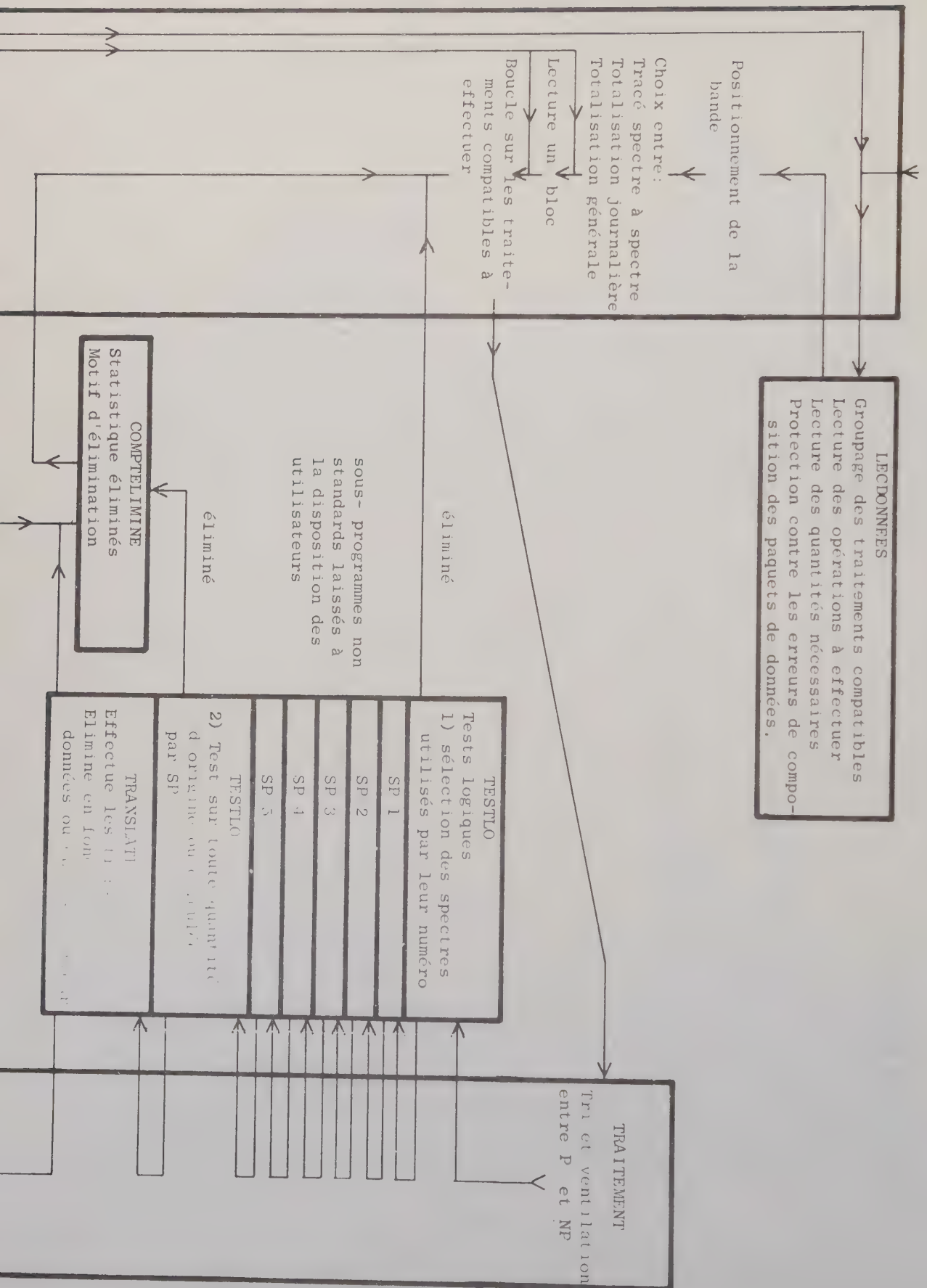


FIG. IV- 3. Spectre de temps de vol avant et après recentrage par translation



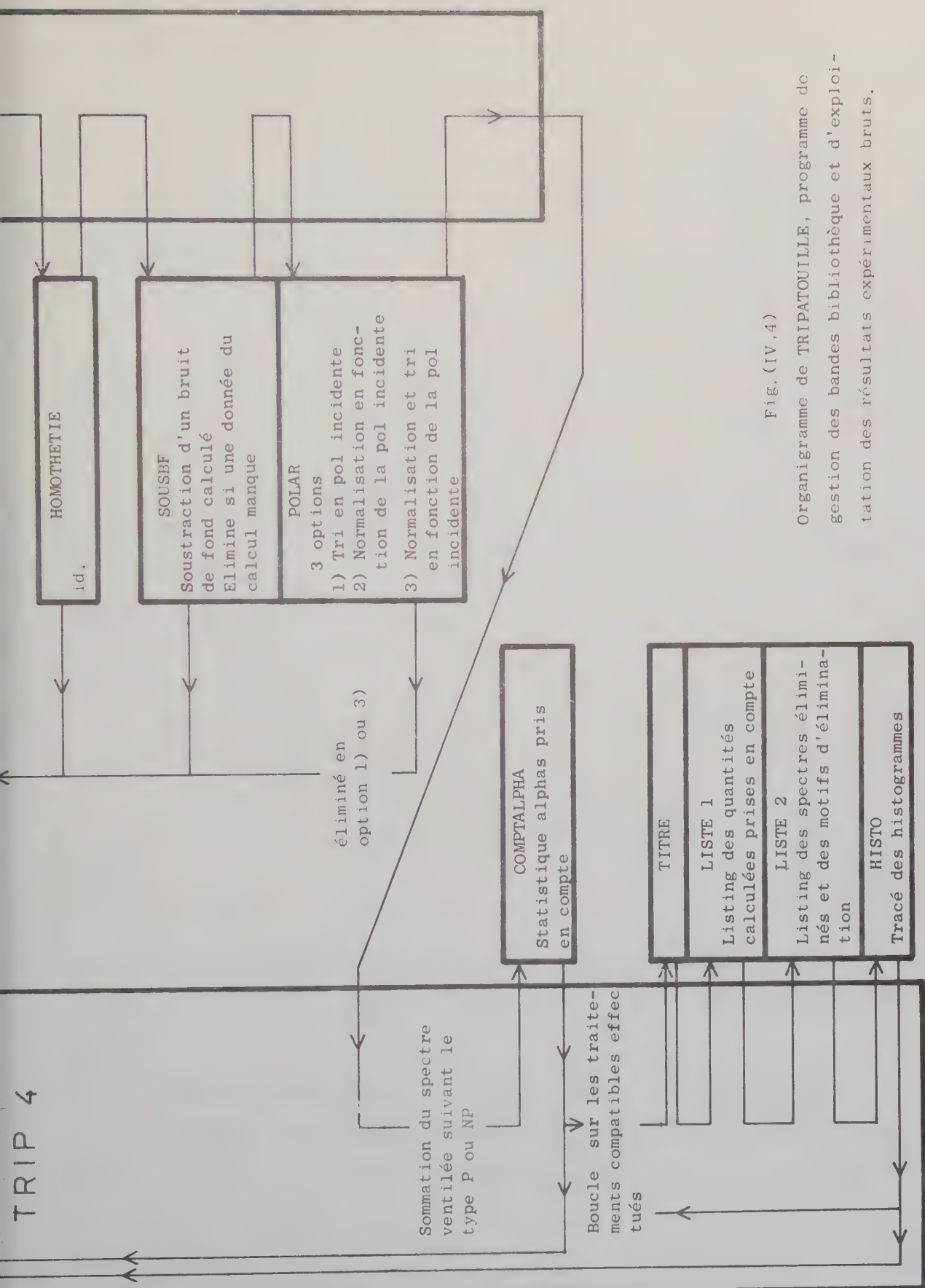


Fig. (IV,4)

Organigramme de TRIPATOUILLE, programme de gestion des bandes bibliothèque et d'exploitation des résultats expérimentaux bruts.

Temps de vol (ns)

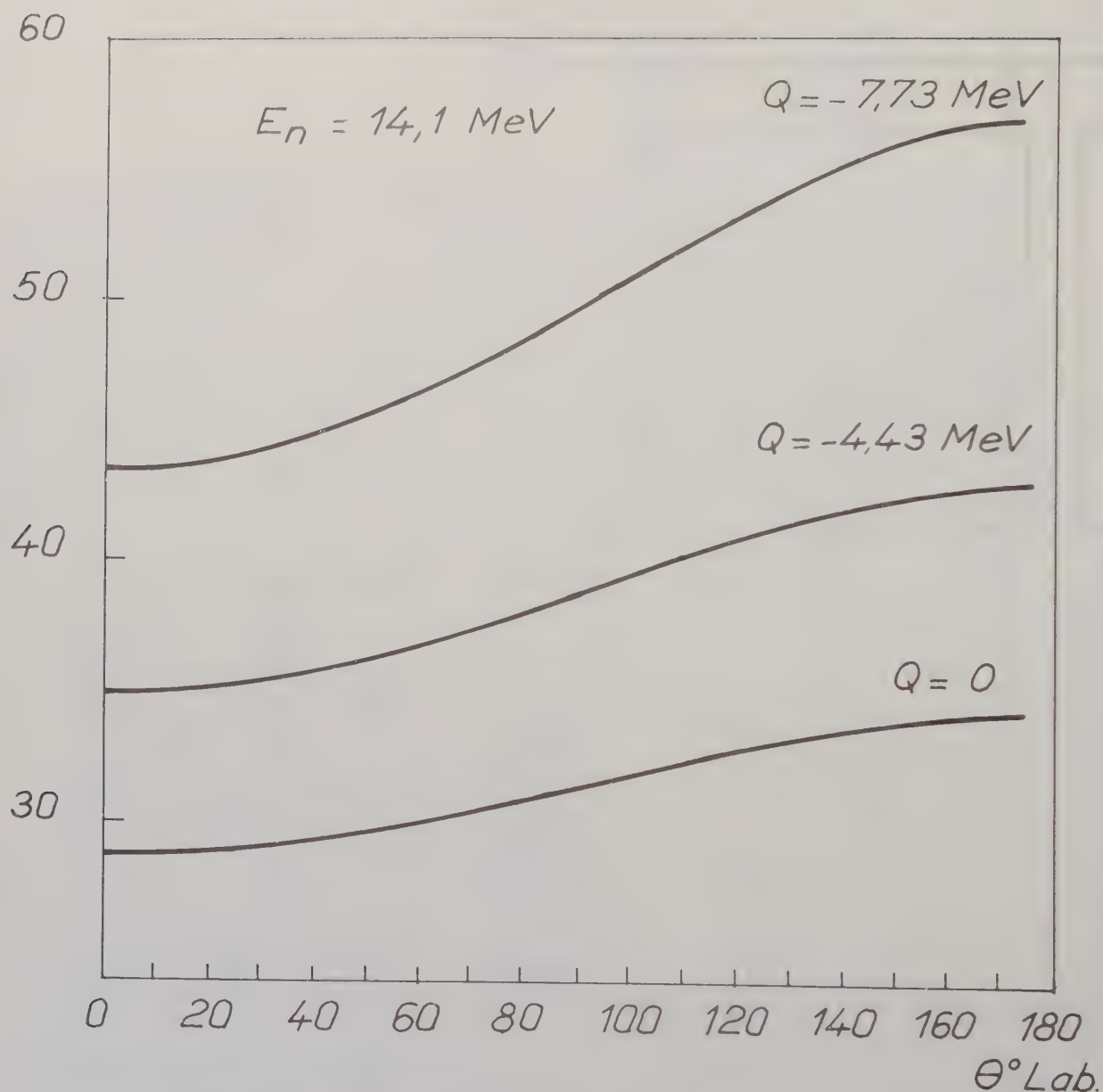
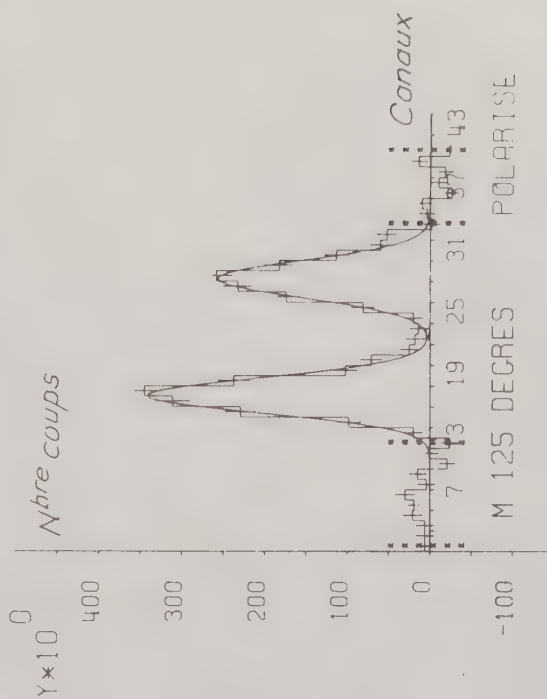
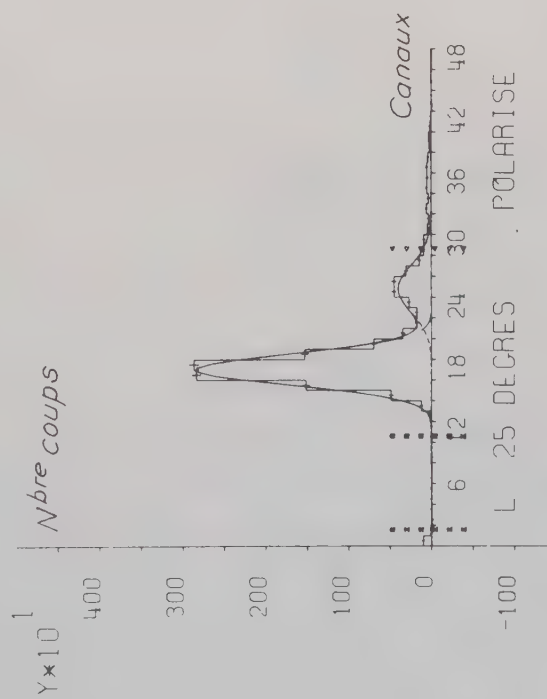
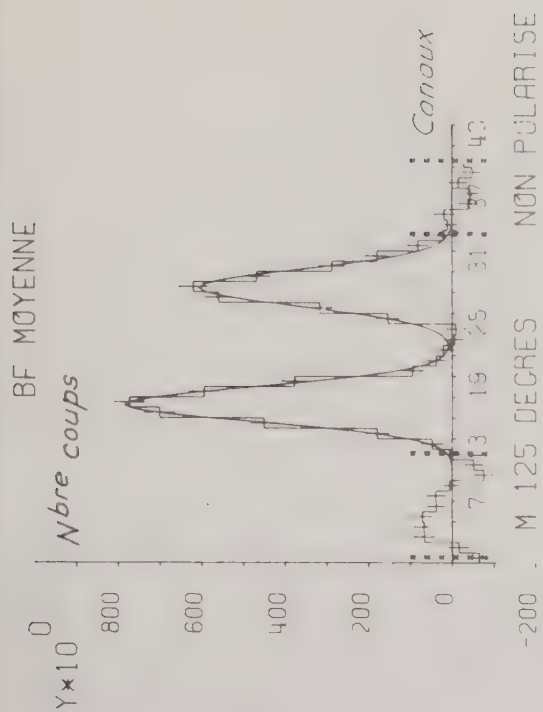
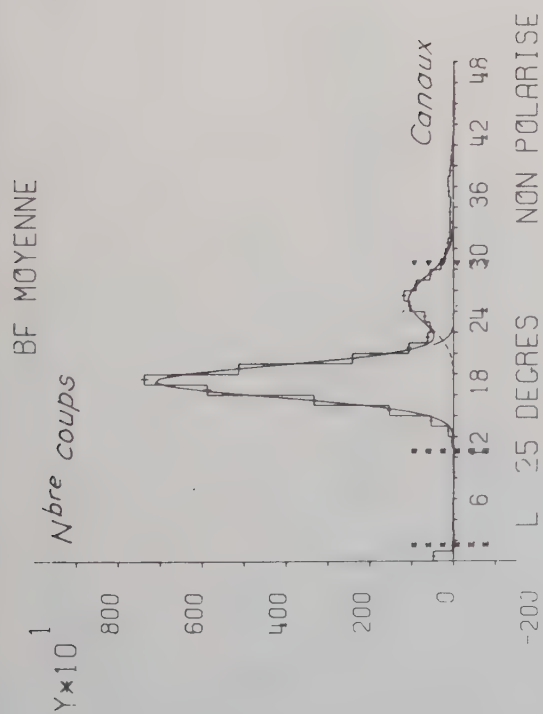


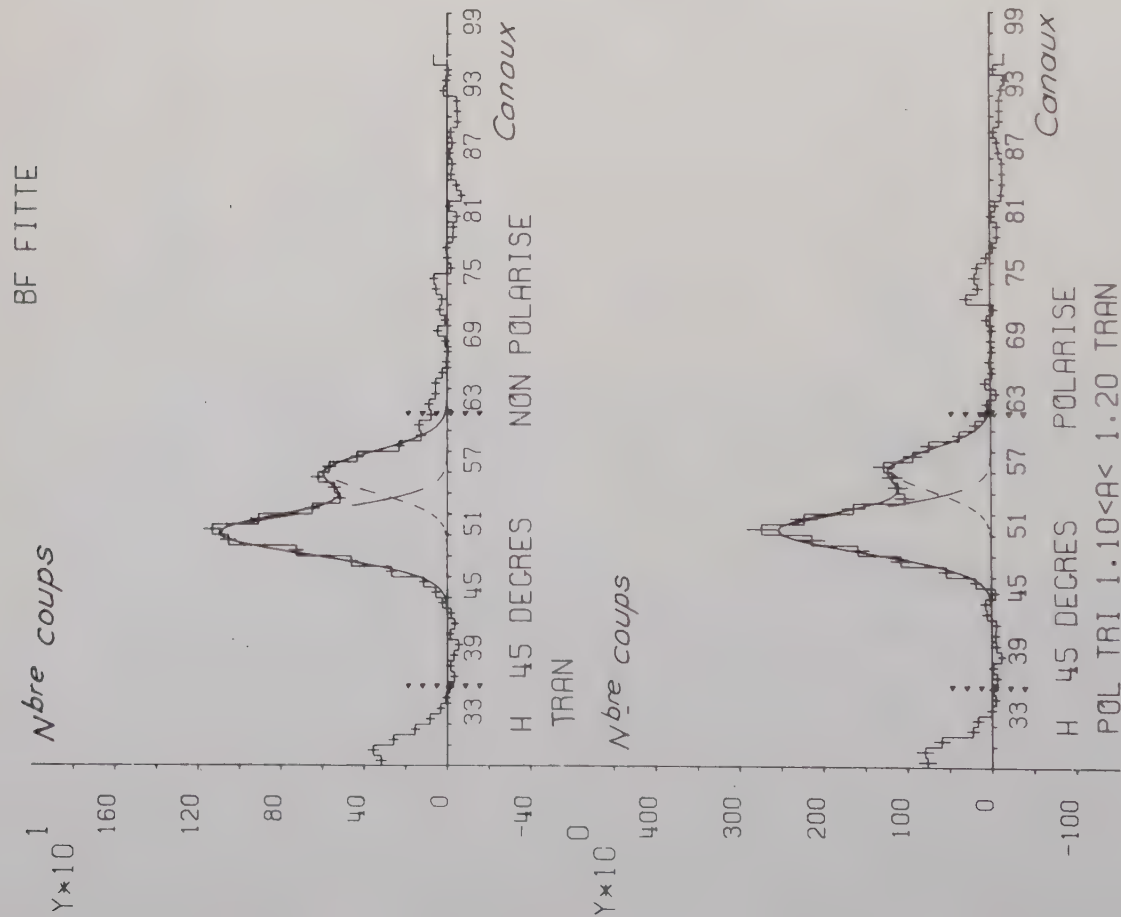
FIG. IV-5 Temps de vol sur une base de 1,50 m pour des neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement sur C^{12}



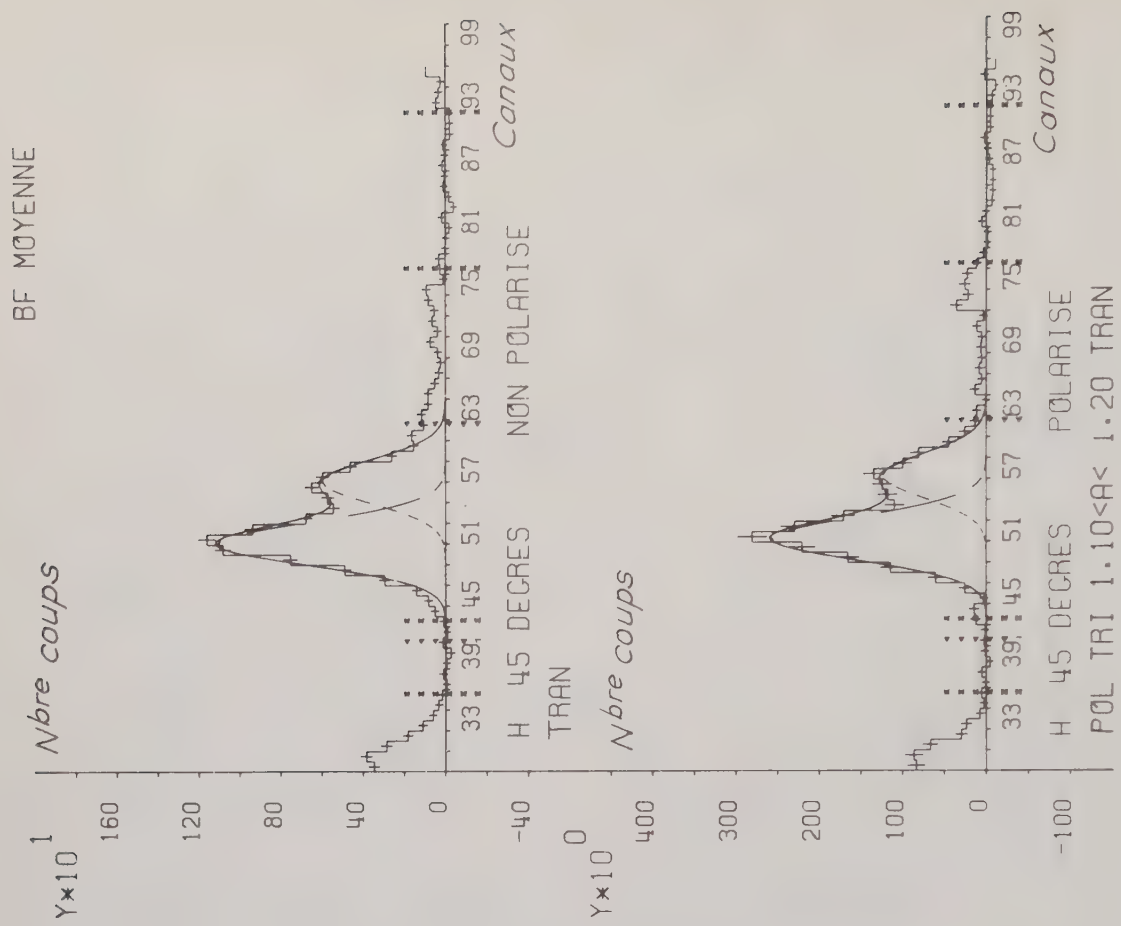
- a -

- b -

FIG IV-6

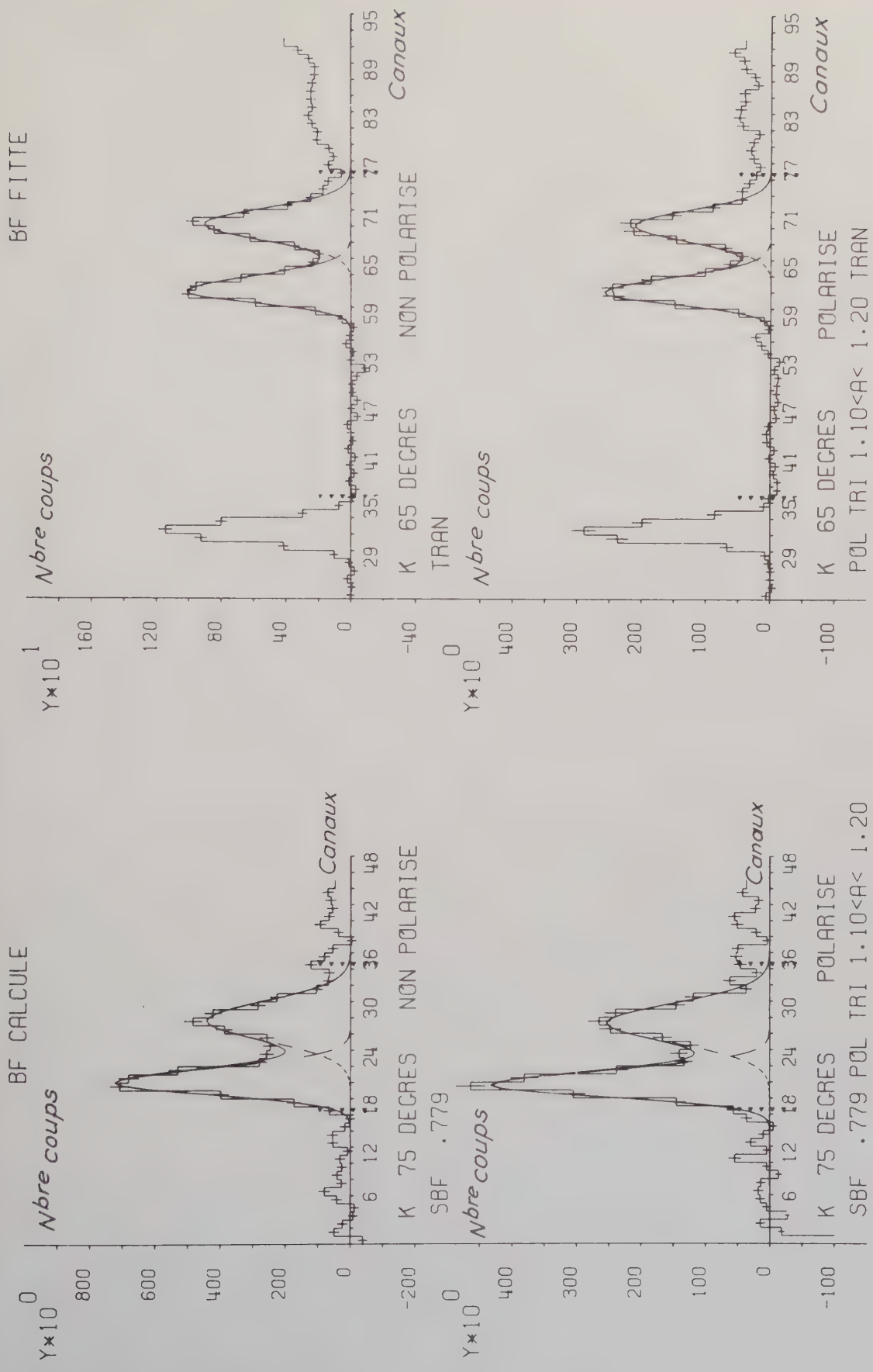


-C-



-d-

FIG. IV.6



-e-

-f-

FIG IV_6

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

=====

1. Polarisation en diffusion élastique
=====
2. Asymétrie en diffusion inélastique
=====

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Notre étude de la diffusion des neutrons polarisés sur le C^{12} nous a permis de mesurer de 15 à 125 degrés les distributions angulaires de la polarisation en diffusion élastique et de l'asymétrie en diffusion inélastique sur le niveau de 4,43 MeV. (Tableau V-1).

1 - Polarisation en diffusion élastique

Nos résultats sont présentés sur la figure V-1. Les erreurs portées sont les erreurs statistiques calculées suivant le mode d'estimation des coïncidences fortuites (voir les calculs d'erreurs présentés en annexe).

La limite supérieure de l'erreur sur le positionnement angulaire a été estimée en considérant que le décalage latéral d'un détecteur n'avait jamais pu dépasser 5 mm soit par suite d'un mauvais réglage d'origine, soit par déplacement de l'impact du faisceau de deutons sur la cible de tritium, déplacement dont nous nous sommes affranchis par une collimation du faisceau.

Nous avons adopté comme valeur maximum de l'erreur angulaire $0,2^\circ$.

D'autre part, nous avons calculé pour chaque position de mesure l'ouverture angulaire en tenant compte des dimensions du diffuseur et du détecteur. Ce sont ces valeurs qui sont portées sur la figure V-1.

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux à ceux de Steuer et Wenzel (St 63), de Bradberry et Steuer (Br 65) et de Zombeck (Zo 67), ce dernier pour une énergie des neutrons incidents de 14,7 MeV (Fig. V-2).

Dans l'ensemble les résultats sont concordants. En particulier nous avons un bon accord avec les mesures de Zombeck qui ne dépassent pas 88° (lab.) ; jusqu'à 60° (CM) l'accord est excellent.

Dans la zone de 80° à 130° (CM) la dispersion entre les mesures est plus grande. Toutefois les valeurs présentées en comparaison peuvent être suspectées. En effet ces mesures assez anciennes (St 63) (Br 65) ont été faites sans séparer la contribution du premier niveau inélastique du C^{12} . Cette contribution était incluse dans les comptages finals par une simple soustraction d'un nombre de coups proportionnel au rapport des sections efficaces. Or les mesures montrent que les effets d'asymétrie en diffusion inélastique sont souvent du même ordre de grandeur qu'en diffusion élastique pour cette région angulaire où les sections efficaces différentielles sont dans un rapport de 3.

Nous présentons également (Fig. V-3), la comparaison avec les mesures de Mack et Mertens (Ma 68 et 70). Leurs points expérimentaux ne vont pas au delà de 90° (CM). L'accord avec nos résultats est excellent, bien que ce soit surprenant car ces mesures ont été effectuées à 15,85 MeV en pleine zone de résonance ($n - C^{12}$). L'étude présentée dans le chapitre suivant montre qu'à 14,1 MeV l'effet de cette résonance se fait très peu sentir. Nous attendions une différence sensible ce qui n'est pas le cas.

Sur la figure V-4 nous avons regroupé nos points avec ceux de Rosen et al. (Ro 62) correspondant à la diffusion $P - C^{12}$ à 14,2 MeV. Les deux distributions ont les mêmes oscillations et sont très voisines vers l'avant.

2 - Asymétrie en diffusion inélastique

Nos résultats expérimentaux sont présentés sur la figure V-5. Nous présentons également sur la figure V-6 la comparaison avec les résultats de Mack et Mertens. Cette fois l'accord entre les deux groupes de mesures est nettement moins bon. Pourtant pour la diffusion inélastique par excitation du niveau 2^+ de 4,43 MeV les mesures de Boreli et al. (Bo 68) ne montraient qu'une très faible participation de la résonance vue à 15,5 MeV dans la voie élastique.

Sur la figure V-7 nous avons reporté les valeurs de la polarisation obtenue en diffusion inélastique mesurées par Zombeck. Ces valeurs nous montrent que tout du moins vers l'avant la polarisation et l'asymétrie en diffusion inélastique sont sensiblement différentes.

Nous allons exposer dans le chapitre suivant les divers essais d'analyse des résultats que nous venons de décrire.

θ_{lab}	θ_{min}	θ_{max}	$\Delta\theta$	P %	ΔP %	A %	ΔA %
15	9,89	19,88	± 5	- 7,3	6	-60	24
20	14,83	24,93	5	4	6	10	25
25	18,78	29,97	5	- 27	6	-48	20
35	29,32	40,35	5	- 42	19	-15	50
45	39,33	50,38	5	- 67	18	45,	26
55	49,69	60,00	5	- 47	20	33	27
65	59,36	70,31	5	- 20	15	-28	26
75	68,87	80,77	5	36	17	-54	30
85	79,00	90,62	5	-5	22	5	20
95	89,16	100,45	5	- 58	16	-26	20
105	99,93	109,70	5	- 48	25		
115	109,56	120,05	5	3	20	18	30
125	119,79	129,82	5	- 47	30	-17	34

Tableau V-1 - Diffusion de neutrons de 14,1 MeV sur C^{12} .

Résultats de polarisation en diffusion élastique et
d'asymétrie en diffusion inélastique sur le niveau de
4,43 MeV

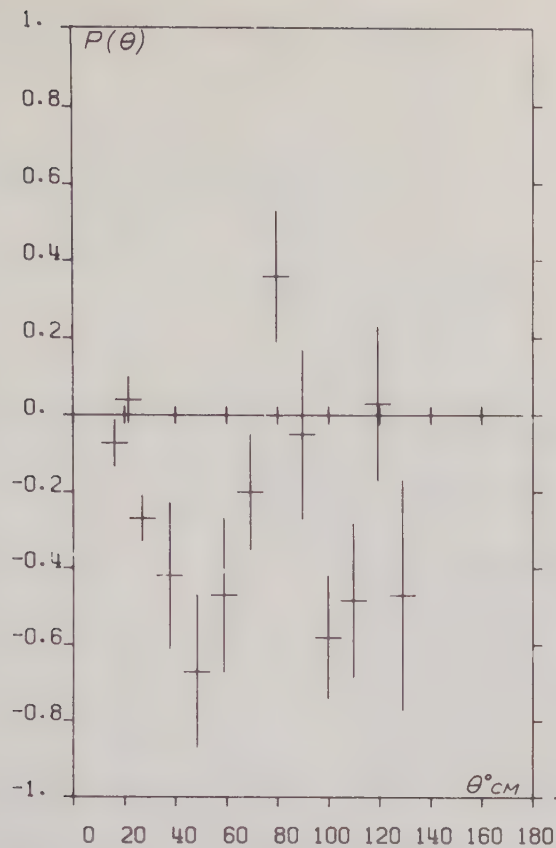


FIG. V-1

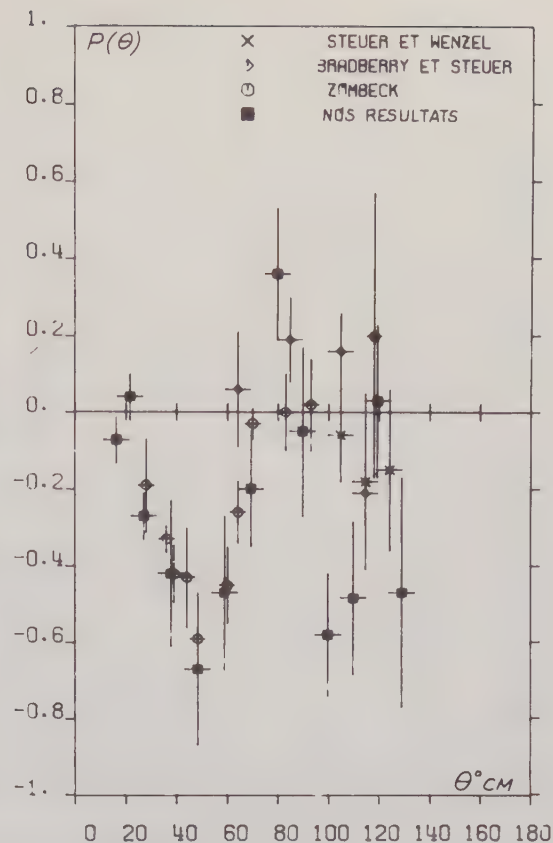


FIG. V-2

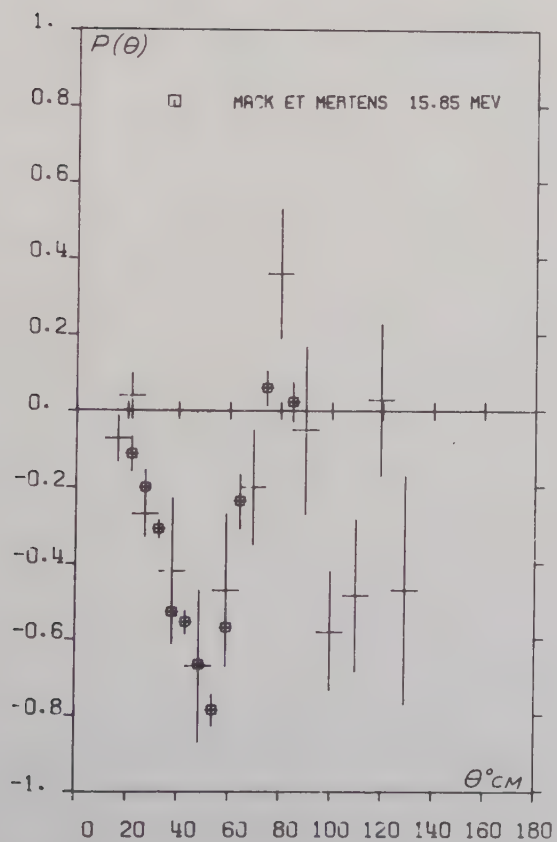


FIG. V-3

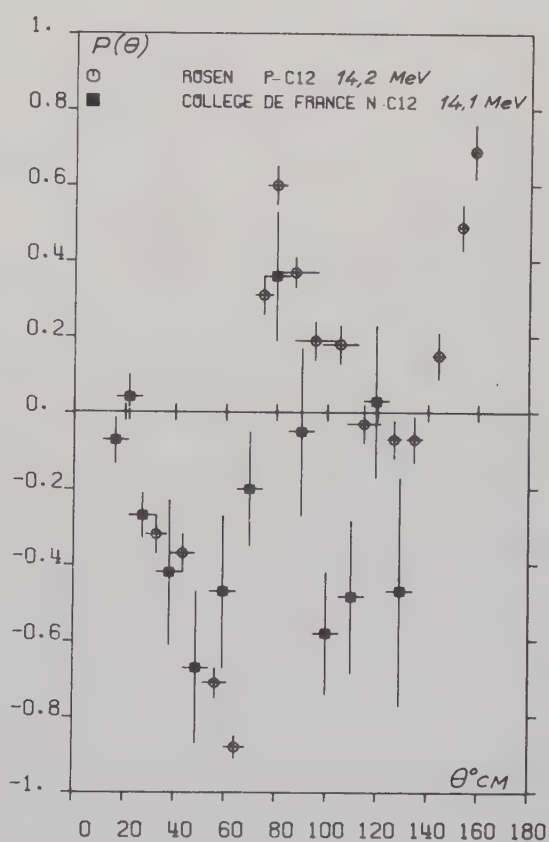


FIG. V-4

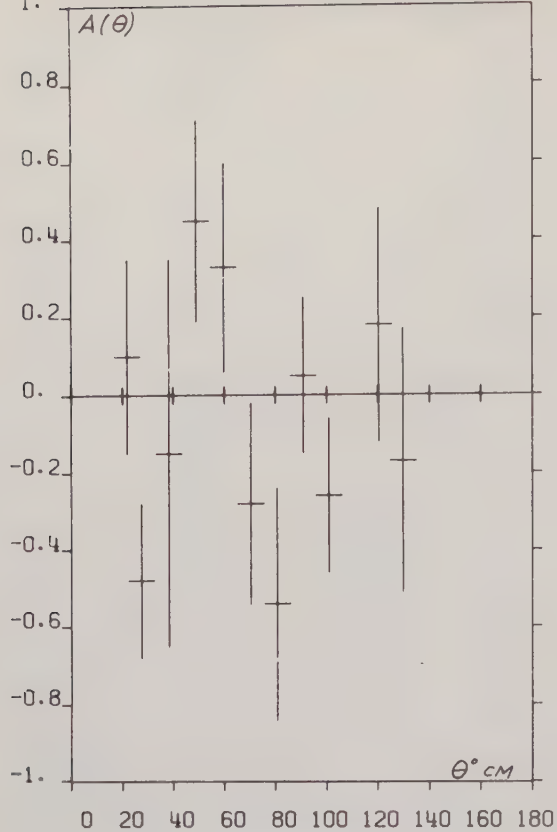


FIG. V - 5

Asymétrie en diffusion inélastique sur le niveau de 4,43 MeV du C^{12}

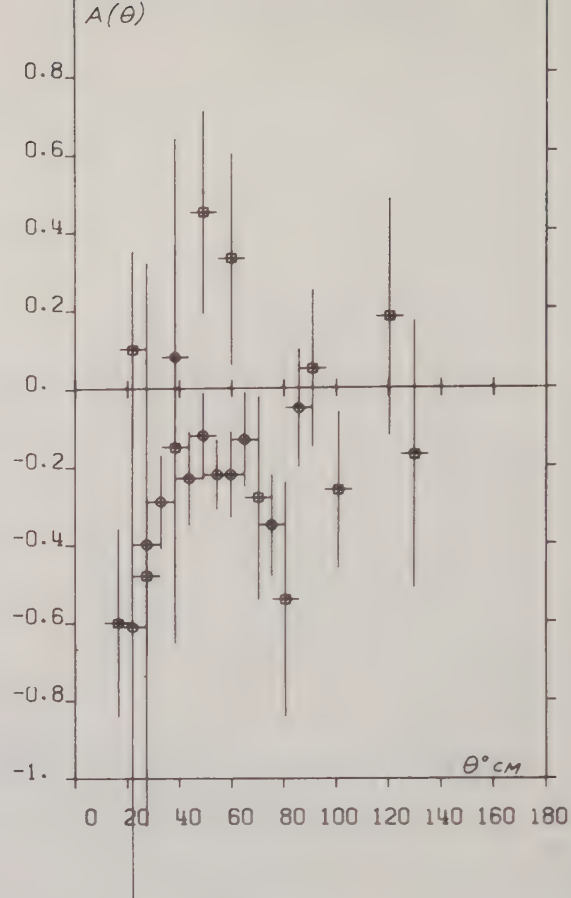


FIG. V - 6

Comparaison des résultats de mesure d'asymétrie en diffusion inélastique à 14,1 MeV et à 15,85 MeV

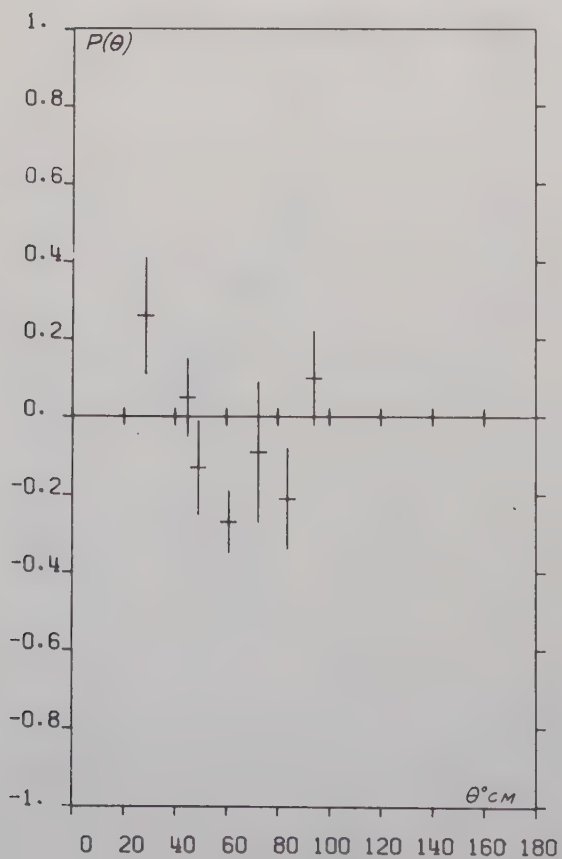


FIG. V - 7

Résultats de mesures de polarisation dans la diffusion inélastique $n-C^{12}$ à 14,7 MeV (Zombeck M.I.T)

VI - ANALYSE DES RESULTATS

=====

1. Rappels théoriques

1.1 - Théorie formelle de la diffusion

1.2 - Diffusion élastique

1.3 - Diffusion inélastique sur une voie

1.4 - Méthode des canaux couplés

1.5 - Modèle rotationnel

1.6 - Modèle vibrationnel

2. Analyse de la diffusion élastique

2.1 - Diffusion élastique potentielle

2.2 - Etude de divers groupes de paramètres

2.3 - Recherche des paramètres

2.4 - Diffusion élastique résonnante

3. Analyse de la diffusion inélastique

VI - ANALYSE DES RESULTATS

1 - Rappels théoriques

1.1 - Théorie formelle de la diffusion

Nous allons faire un bref rappel de la théorie formelle de la diffusion en faisant appel à la théorie unifiée de Feshbach (Fe 58), ceci afin de faire apparaître les différents types d'approximation et l'origine des formes phénoménologiques utilisées.

Considérons un noyau ayant des degrés de liberté rotationnels (noyau déformé) ou vibrationnels (noyau déformable). La diffusion d'un nucléon sur ce noyau pourra se faire par excitation d'états collectifs.

L'équation de Schrödinger pour le problème de diffusion est

$$(H_A + K(\vec{r}) + V(\vec{r}, \xi) - E) \Psi^+(\vec{k}, \vec{r}) = 0$$

où H_A est l'hamiltonien du noyau

K l'opérateur énergie cinétique du projectile

$V(\vec{r}, \xi)$ le potentiel rencontré par le projectile

(ξ) sont les coordonnées internes du noyau.

Les fonctions d'onde du noyau $\varphi_i(\xi)$ sont solutions de

$$H_A \varphi_i(\xi) = \epsilon_i \varphi_i(\xi)$$

et forment un ensemble complet orthonormé.

La fonction d'onde totale est développée sur la base des φ_i

$$\Psi^+(\vec{k}, \vec{r}, \xi) = \sum_i \varphi_i(\xi) \psi_i^+(\vec{k}, \vec{r})$$

$\vec{k}$ est le vecteur d'onde de la particule incidente

$\vec{r}$ est le vecteur de coordonnées de la particule incidente.

Le terme $i = 0$ du développement décrit le noyau cible dans son état fondamental associé à une particule incidente d'énergie E dans la voie d'entrée.

L'équation de Schrödinger globale est équivalente à un groupe d'équations différentielles couplées pour les ψ_i .

$$(K + V_{ii} + \epsilon_i - E) \psi_i = - \sum_{j \neq i} V_{ij} \psi_j$$

$$\text{où } V_{ij}(\vec{r}) = \langle \psi_i | V(\vec{r}, \xi) | \psi_j \rangle$$

La notation matricielle permet de manipuler plus facilement les équations couplées.

On définit généralement un vecteur $\chi = \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \vdots \\ \psi_i \end{pmatrix}$

les éléments de matrice de K $K_{ij} = K \delta_{ij}$

et les éléments de la matrice de couplage U par $U_{ij} = V_{ij} + \epsilon_i \delta_{ij}$

Les équations couplées deviennent

$$(K + U - E) \chi = 0$$

1.2 - Diffusion élastique : Modèle optique

On décompose χ et U en sous matrices faisant apparaître la voie d'entrée

$$\chi = \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \chi_I \end{pmatrix} \quad U = \begin{pmatrix} U_{00} & U_{0I} \\ U_{I0} & U_{II} \end{pmatrix}$$

ce qui donne :

$$(K + U_{00} - E) \psi_0 = - U_{0I} \chi_I$$

$$(K + U_{II} - E) \chi_I = - U_{I0} \psi_0$$

La résolution formelle de la deuxième équation donne une équation homogène en ψ_0

$$(K + U_{00} - U_{0I} \frac{1}{K + U_{II} - E - i\epsilon} U_{IO} - E) \psi_0 = 0$$

0^+ impose les conditions aux limites dans la voie d'entrée.

Le "potentiel optique" apparaît sous la forme

$$\bar{V}_0(0) = U_{00} - U_{0I} \frac{1}{K + U_{II} - E - i\epsilon} U_{IO}$$

Ce potentiel est complexe .

A l'aide de la représentation spectrale des fonctions de Green on peut faire apparaître deux caractéristiques de ce potentiel :

a) sa non-localité

Pour des commodités de calcul on considère en général un potentiel équivalent local dont les paramètres de force varient lentement avec l'énergie, ainsi que l'ont montré Perey et Buck (Pe 62)

$$V_{nl}(r) = V_l(r) \frac{1}{\exp(\frac{M\beta^2}{2h^2}(E - V_l(r)))}$$

β étant la portée de la non localité.

b) sa partie imaginaire est définie négative

Ceci correspond bien à une absorption. On retrouve ici les idées de Fernbach, Serber et Taylor (Fe 49) et leur image optique du potentiel.

Cette partie imaginaire représente les contributions des voies inélastiques, c'est-à-dire les particules qui en raison du couplage U_{IO} quittent la voie d'entrée pour être émises dans une voie de sortie i (dans la mesure où il y a au moins une voie de sortie ouverte).

La partie réelle contient en plus de l'élément de matrice de diffusion élastique, les éléments de matrice de diffusion inélastique hors de la couche de masse, c'est-à-dire les excitations virtuelles de voies fermées.

L'équation de Schrödinger se réduit donc à

$$(K + \bar{V}_0^{(0)} - E) \psi_0(r) = 0$$

soit

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 + \mathcal{E}_0 - E + V_{\text{cent}}(r) + V_{(\text{spin})}(r) \vec{L} \cdot \vec{S} \right) \psi_0(r) = 0$$

où

$$V_{\text{cent}}(r) = V_{\text{coulomb}} + V(r) + iW(r)$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \hbar \vec{\sigma}$$

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \frac{\hbar}{i} \vec{\nabla}$$

$$\mathcal{E}_0 = 0 \text{ état fondamental.}$$

Nous verrons plus loin la méthode généralement utilisée pour la résolution de cette équation et pour l'obtention des amplitudes de diffusion.

A partir de la représentation spectrale des fonctions de Green, Feshbach (Fe 58) montre comment le potentiel $\bar{V}_0^{(0)}$ peut donner naissance à des résonances étroites du système composé, décrites par une formule de Breit et Wigner.

Pour une résonance isolée on peut écrire

$$\bar{V}_0^{(0)} = U_{00} - \frac{U_{0I} |\chi_I^{(\lambda)}\rangle \langle \chi_I^{(\lambda)}| U_{I0}}{E_\lambda - E}$$

où $\chi_I^{(\lambda)}$ représente un état du système particule liée à un noyau excité et est fonction propre de l'équation de Schrödinger

$$(K + U_{II} - E_\lambda) \chi_I^{(\lambda)} = 0$$

L'amplitude de transition s'écrit pour le cas d'un système sans spin et pour

une résonance $l = 0$

$$J = J_p - \frac{e^{2i\delta} \langle f(r) | U_{OI} | \chi_I^\lambda \rangle \langle \chi_I^\lambda | U_{IO} | f(r) \rangle}{E - E_\lambda - \Delta_\lambda + i\pi \langle f(r) | U_{OI} | \chi_I^\lambda \rangle \langle \chi_I^\lambda | U_{IO} | f(r) \rangle}$$

où J_p est l'amplitude potentielle $J_p = -\frac{1}{\pi} e^{i\delta} \sin \delta$

Δ_λ est le déplacement de la position de la résonance,

ce qui donne

$$J = J_p - \frac{e^{2i\delta}}{\pi} \frac{\frac{\Gamma_\lambda}{2}}{E - E_\lambda - \Delta_\lambda + i \frac{\Gamma_\lambda}{2}}$$

1.3 - Diffusion inélastique sur une voie : Approximation de Born pour ondes distordues (D.W.B.A.)

Nous décomposons cette fois χ et U en sous matrices faisant apparaître la voie d'entrée et une voie de sortie n .

$$(K + U_{oo} - E) \psi_o = -U_{on} \psi_n - U_{oJ} \chi_J$$

$$(K + U_{nn} - E) \psi_n = -U_{no} \psi_o - U_{nJ} \chi_J$$

$$(K + U_{JJ}^1 - E) \chi_J = -U_{Jo} \psi_o - U_{Jn} \psi_n$$

la matrice de couplage étant écrite sous la forme :

$$U = \begin{pmatrix} U_{oo} & U_{on} & U_{oJ} \\ U_{no} & U_{nn} & U_{nJ} \\ U_{Jo} & U_{Jn} & U_{JJ} \end{pmatrix}$$

Nous définissons comme précédemment les potentiels optiques apparaissant dans la résolution formelle des équations couplées

$$\bar{V}_o^{(1)} = U_{oo} - U_{oJ} \frac{1}{K-E + U_{JJ}^{(1)} - i\epsilon} U_{Jo}$$

$$\bar{V}_n^{(1)} = U_{nn} - U_{nJ} \frac{1}{K-E + U_{JJ}^{(1)} - i\epsilon} U_{Jn}$$

$\bar{V}_n^{(1)}$ est le potentiel optique pour la diffusion élastique sur le noyau dans son état excité φ_n . Sa partie imaginaire exclut la probabilité d'exciter la voie d'entrée.

$\bar{V}_o^{(1)}$ ne diffère de $\bar{V}_o^{(0)}$ que par le fait que sa partie imaginaire ne contient pas la possibilité d'exciter la $n^{\text{ème}}$ voie

On est ramené aux équations couplées

$$(K + \bar{V}_o^{(1)} - E) \psi_o = - \bar{V}_{on}^{(1)} \psi_n$$

$$(K + \bar{V}_n^{(1)} + \varepsilon_n - E) \psi_n = - \bar{V}_{no}^{(1)} \psi_o$$

On peut résoudre ce système à l'aide d'une fonction de Green et obtenir l'amplitude de transition

$$f_{no} = \langle \chi_n^{(-)} | \bar{V}_{no}^{(1)} | \psi_o^+ \rangle$$

où $\chi_n^{(-)}$ est la solution de l'équation de Schrödinger homogène

$$(K + \bar{V}_n^{(1)} - E + \varepsilon_n + i\varepsilon) \chi_n^{(-)} = 0$$

(conditions aux limites imposées sur l'onde sortante)

Ceci correspond à la diffusion élastique sur le noyau dans son état excité n .

L'approximation de Born par ondes distordues consiste à négliger dans la 1^{ère} équation couplée, le terme inhomogène dans les cas de couplage faible.

$\psi_o^{(+)}$ devient alors la fonction d'onde de diffusion élastique calculée avec le potentiel optique $\bar{V}_o^{(1)}$ qui décrit l'excitation de toutes les voies possibles sauf de la voie n .

On fait en général l'approximation supplémentaire que le potentiel optique $\bar{V}_o^{(0)}$ est très voisin de $\bar{V}_o^{(1)}$ et de $\bar{V}_n^{(1)}$

1.4 - Méthode des canaux couplés : Approximation de couplage fort

C'est la méthode utilisée si le couplage entre la voie d'entrée et un certain nombre de voies inélastiques n'est plus négligeable.

Nous avons à résoudre les équations couplées

$$\begin{aligned} (K + \epsilon_i + V_{ii} - E) \psi_i &= - \sum_{j=0}^N U_{ij} \psi_j - U_{iJ} \chi_J \quad j \neq i \\ (K + U_{JJ} - E) \chi_J &= - \sum_{j=0}^N U_{Jj} \psi_j \end{aligned}$$

On définit comme précédemment les potentiels optiques et on obtient les équations couplées

$$(K + \epsilon_i + \bar{V}_i^{(N)} - E) \psi_i = - \sum_{j=0}^N \bar{V}_{ij}^{(N)} \psi_j \quad j \neq i \quad i \text{ de } 0 \text{ à } N$$

La somme s'étend sur les voies fortement couplées ; les contributions des autres voies sont regroupées dans la partie imaginaire du potentiel optique.

Nous allons expliciter le type de description collective des niveaux excités suivant la méthode de Buck (Bu 64) et de Tamura (Ta 65).

La fonction d'onde totale est décomposée en états propres du moment angulaire total

$$\bar{\Psi}(\vec{r}, \xi) = \sum_{J M} a_{J M} \psi_J^M(\vec{r}, \xi)$$

La base complète orthonormale choisie pour développer les ψ_J^M est l'ensemble des $\Phi_{Iij}^{JM}(\Omega_r, \xi)$, qui est le produit des fonctions d'ondes angulaires et de spin de la particule, couplé avec la fonction d'onde du noyau

$$\psi_J^M(\vec{r}, \xi) = \frac{1}{r} \sum_{Jl} f_{IJl}^J(r) \Phi_{IJl}^{JM}(\Omega_r, \xi)$$

où les $f_{IJl}^J(r)$ sont les fonctions d'onde radiales de particules diffusées sur un noyau dans l'état de spin I, ayant un moment orbital l, un moment

angulaire total propre $j = l \pm \frac{1}{2}$ et un moment angulaire total dans le système J.

Les équations couplées en $f(r)$ sont alors

$$\begin{aligned} (T_{\ell} + V_{Ij\ell}^J, Ij\ell(r) - E) f_{Ij\ell}^J(r) &= - \sum_{j'\ell'} V_{Ij\ell, Ij'\ell'}^J f_{Ij'\ell'}^J(r) \\ (T_{\ell'} + V_{I'j'\ell'}, I'j'\ell'(r) - E + \epsilon_{I'}) f_{I'j'\ell'}^J(r) &= \\ - \sum_{j''\ell''} V_{I'j'\ell', I'j''\ell''}^J f_{I'j''\ell''}^J(r) - V_{I'j'\ell', Ij\ell}^J(r) f_{Ij\ell}^J(r) \end{aligned}$$

$$T = \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{d^2}{dr^2} \right)$$

Les éléments de matrice du potentiel d'interaction sont :

$$V_{I'j'\ell', Ij\ell}^J(r) = \left(\Phi_{I'j'\ell'}^{JM}(\Omega r, \xi) \middle| \begin{matrix} J \\ \ell' \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} J \\ \ell \end{matrix} \right) \Phi_{Ij\ell}^{JM}(\Omega r, \xi)$$

intégration seulement sur Ωr et ξ

Les éléments de matrice diagonaux sont pris comme étant de la forme classique utilisée pour la diffusion élastique et supposés indépendants de l'état du noyau.

Les éléments non diagonaux présentent une partie non sphérique responsable de l'excitation des degrés de liberté rotationnels ou vibrationnels. Ce potentiel est supposé localisé à la surface (Bu 63) et ne dépend que de la distance à la surface,

$$V(r-R(\Omega'))$$

1.5 - Cas du modèle rotationnel

On considère un noyau dont la surface déformée en permanence est à symétrie cylindrique

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left(1 + \sum_L \beta_L \sum_m Y_L^{m*}(\Omega r) D_{m0}^L(\hat{s}) \right)$$

$\hat{s}$ orientation de l'axe de symétrie nucléaire,

β_L est le paramètre de déformation nucléaire traditionnel

$\beta > 0$ noyau "prolate" (oblong)

$\beta < 0$ noyau "oblate"

Un développement en puissance de β_L donne pour une déformation quadrupolaire au 1^{er} ordre en β

$$V(\vec{r}, \hat{s}) = U(r) - \beta_2 \sum_m Y_2^m(\Omega_r) Q_{20}^2(\hat{s}) R_0 \left[\frac{dU}{dr} \right]_{\beta=0}$$

1.6 - Cas du modèle vibrationnel

La forme de la surface nucléaire est dans ce cas

$$R(\Omega) = R_0 \left(1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\Omega_r) \right)$$

$V(r-R(\Omega))$ est développé en série de Taylor

$$V(r-R(\Omega)) = U(r) + r \frac{dU}{dr} \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\Omega_r) + \frac{1}{2} r^2 \frac{d^2U}{dr^2} \sum_{L'M'} \alpha_{LM} \alpha_{L'M'} Y_L^M(r) Y_{L'}^{M'}(\Omega_r) + \dots$$

Le premier terme de couplage représente les excitations à un phonon, le second les excitations à deux phonons, etc..

Par analogie avec les paramètres de déformation permanente du cas rotationnel Buck a introduit un paramètre de "déformation carré moyenne"

$$\beta_L^2 = \langle 0 | \sum_m |\alpha_{LM}|^2 | 0 \rangle$$

qui est la valeur moyennée sur l'état fondamental nucléaire

$$\beta_L^2 / (2L + 1) = \hbar^2 w / (2 B_L)$$

Les analyses en canaux couplés font intervenir une déformation de la partie centrale du potentiel optique.

Sherif et Blair (Sh 68) ont montré qu'il fallait aussi prendre en compte une déformation de la partie spin-orbite, qu'ils écrivent sous la forme

$$U_{so} = \left(\frac{\hbar}{m c} \right)^2 (V_{so} + i W_{so}) \vec{\sigma} \cdot \left(\vec{\nabla} \rho(r) \wedge \frac{1}{r} \vec{r} \right)$$

avec $\rho(r) = f(r, R_0) + \frac{\partial f(r, R_0)}{\partial R_0} \alpha(R_0)$

ce qui donne au 1^{er} ordre en $\alpha(R_0)$

$$\begin{cases} U_{so, \text{cent}} = \left(\frac{\hbar}{m c} \right)^2 (V_{so} + i W_{so}) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} f(r, R_0) \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \\ U_{so, \text{def}} = \left(\frac{\hbar}{m c} \right)^2 (V_{so} + i W_{so}) \left[\alpha(R_0) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial R_0} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} + \frac{\partial f}{\partial R_0} \vec{\sigma} \cdot (\vec{\nabla}(\alpha(R_0)) \wedge \frac{1}{r} \vec{r}) \right] \end{cases}$$

2 - Analyse de la diffusion élastique

Considérons la diffusion de neutrons ($Z = 0$, $\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$) sur un noyau de spin nul. Le formalisme peut se généraliser aux particules chargées, de spin quelconque, diffusées sur un noyau de spin non nul.

Nous rappellerons les résultats de l'étude de Wolfenstein (Wo 56). La fonction d'onde de la particule incidente avant interaction s'écrit :

$$\psi_{inc} = \frac{1}{(\nu)^{1/2}} e^{ikz} |\chi_{inc}\rangle$$

où χ_{inc} est la fonction d'onde de spin

$$|\chi_{inc}\rangle = a_{1/2} \left| \frac{1}{2} \right\rangle + a_{(-1/2)} \left| -\frac{1}{2} \right\rangle$$

La polarisation P_i du faisceau incident est donnée par

$$\vec{P}_i = \text{Tr} \rho_i \vec{\sigma}$$

La forme asymptotique de la fonction d'onde décrivant la diffusion élastique peut s'écrire sous la forme d'un spineur

$$|\psi_{tot}\rangle = \frac{1}{(\nu)^{1/2}} \left[e^{ikz} |\chi_{inc}\rangle + \frac{e^{ikr}}{r} M |\chi_{inc}\rangle \right]$$

En décomposant M sur la base des matrices de Pauli

$$M = A \mathbb{1} + B \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \quad \text{où} \quad \vec{n} = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f|}$$

La matrice densité après diffusion est

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger$$

et la section efficace différentielle

$$I = \frac{\text{Tr} \rho_f}{\text{Tr} \rho_i}$$

Pour un faisceau incident non polarisé la section efficace est

$$I_0 = \frac{\text{Tr} M M^\dagger}{(2S+1)}$$

la polarisation des nucléons diffusés est alors

$$\vec{P} = \frac{\text{Tr} \rho_f \vec{\sigma}}{\text{Tr} \rho_f} = \frac{\text{Tr} M M^\dagger \vec{\sigma}}{\text{Tr} M M^\dagger}$$

Pour un faisceau incident polarisé

$$I = \frac{\text{Tr} \rho_f}{\text{Tr} \rho_i} = \frac{\text{Tr} M \rho_i M^\dagger}{\text{Tr} \rho_i}$$

ce qui donne

$$I = 1/2 \left(\text{Tr} M M^\dagger + \vec{P}_i \cdot \text{Tr} M \vec{\sigma} M^\dagger \right) = I_0 \left(1 + \frac{\vec{P}_i \cdot \text{Tr} M \vec{\sigma} M^\dagger}{\text{Tr} M M^\dagger} \right)$$

Wolfenstein a montré que la polarisation produite par la réaction est le long de la normale au plan de diffusion et que

$$\text{Tr} M \vec{\sigma} M^\dagger = \text{Tr} M M^\dagger \vec{\sigma}$$

qui peut aussi s'écrire $\text{Tr} M M^\dagger \vec{\sigma} = 2 I_0 \vec{P} \vec{n}$

donc $I = I_0 (1 + P_i \vec{n} \cdot \vec{\mu}) = I_0 (1 + P_i P \cos \theta)$

ce qui donne en fonction des amplitudes de diffusion

$$I = (|A|^2 + |B|^2) (1 + P_1 \vec{P} \cdot \vec{n})$$

et

$$P = \frac{A^* B + A B^*}{|A|^2 + |B|^2}$$

Pour obtenir les amplitudes A et B il faut résoudre l'équation de Schrödinger

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{cent}}(r) + V_{\text{spin}}(r) \vec{L} \cdot \vec{S} \right) \psi = E \psi$$

Il n'est pas suffisant de décomposer ψ en ondes partielles car les $Y_\ell^0(\Omega_r)$ et les fonctions de spin ne sont pas simultanément fonctions propres de L^2 , L_z , S^2 , S_z et de $\vec{L} \cdot \vec{S}$.

Il est nécessaire de se placer en couplage J J, ce qui donne deux équations différentielles pour chaque onde partielle.

$$\frac{d^2}{dr^2} u_\ell^\pm + \left(k^2 - \frac{2m}{\hbar^2} V_{\text{cent}} + \frac{\hbar^2}{2} \left(-\frac{\ell}{r} - 1 \right) V_{\text{spin}} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) u_\ell^\pm = 0$$

les symboles $^\pm$ correspondent à $j = \ell \pm \frac{1}{2}$.

Le calcul des formes asymptotiques des $u_\ell^\pm$ permet d'obtenir les déphasages.

$$u_\ell^\pm \simeq e^{i\delta_\ell^\pm} \sin \left(kr - \frac{\pi}{2} + \delta_\ell^\pm \right)$$

et les coefficients

$$c_\ell^\pm = \frac{1}{2i} (e^{2i\delta_\ell^\pm} - 1)$$

d'où

$$A(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{\ell=0}^{\infty} ((\ell+1) c_\ell^+ + \ell c_\ell^-) P_\ell(\cos \theta)$$

$$B(\theta) = - \frac{1}{k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (c_\ell^+ - c_\ell^-) P_\ell^{(1)}(\cos \theta)$$

La méthode de résolution des équations de Schrödinger (les potentiels étant complexes, on a 2 groupes de 2 équations différentielles couplées) a été étudiée très en détail par Melkanoff, Saxon, et Cantor (Me 62) puis par Melkanoff, Sawada et Raynal (Me 66)

Pour tenir compte des résonances intervenant dans le système composé (n, C^{12}) nous utiliserons à nouveau le formalisme de Feshbach.

Pour une résonance isolée (sans recouvrement) on ajoute à l'amplitude potentielle un terme d'amplitude résonnante de la forme de Breit et Wigner.

$$A(\theta) = A_{\text{pot}} - \frac{1}{2k} e^{2i\phi} e^{i\ell_R} \frac{\mu \Gamma_R}{(E - E_R) + i \frac{\Gamma_R}{2}} \left((\ell_R + 1) \delta_{(J, \ell_R + \frac{1}{2})} + \ell_R \delta_{(J, \ell_R - \frac{1}{2})} P_{\ell_R}(\cos \theta) \right)$$

$$B(\theta) = B_{\text{pot}} - \frac{i}{2k} e^{2i\phi} e^{i\ell_R} \frac{\mu \Gamma_R}{(E - E_R) + i \frac{\Gamma_R}{2}} \left(\delta_{(J, \ell_R + \frac{1}{2})} - \delta_{(J, \ell_R - \frac{1}{2})} \right) P_{\ell_R}^{(1)}(\cos \theta)$$

où ℓ_R est la phase résonnante. Lorsque la voie de sortie est la voie d'entrée cette phase est le déphasage nucléaire.

E_R et Γ_R sont l'énergie de la résonance et sa largeur totale.

μ est le coefficient d'élasticité de la résonance.

$\mu \Gamma_R = \Gamma_R^e$ la largeur partielle dans la voie de sortie.

2.1 - Diffusion élastique potentielle

Nous avons tout d'abord effectué l'analyse de la diffusion élastique en ne tenant compte que de la diffusion potentielle.

Les mesures de Boreli et al (Bo 68) sur les résonances dans le système (n, C^{12}) montrent un pic vers 15.8 MeV, de largeur d'environ 0,5 MeV (Fig.VI.)

On peut considérer que, à 14 MeV, l'effet de cette résonance sera une perturbation des amplitudes calculées avec le potentiel optique. Donc en première approximation nous en négligeons l'effet.

Le potentiel utilisé est de la forme suivante :

$$V = V_{\text{SAX}} f(r, R_{\text{SAX}}, A_{\text{SAX}}) + i W_{\text{VOL}} f(r, R_{\text{vol}}, A_{\text{vol}}) + i W_{\text{SUR}} \frac{df}{dr}(r, R_{\text{SUR}}, A_{\text{SUR}}) \\ + (V_{\text{LS}} + i W_{\text{LS}}) h(r, R_{\text{LS}}, A_{\text{LS}}) L.S$$

les facteurs de forme de la partie réelle et de l'absorption de volume sont du type de Woods et Saxon

$$f(r, R, A) = 1 / (1 + e^{\frac{r - R}{A}})$$

donc celui de l'absorption de surface

$$\frac{df}{dr} = \frac{1}{A} e^{\frac{r - R}{A}} / \left(1 + e^{\frac{r - R}{A}}\right)^2$$

le facteur de forme des termes de couplage L.S est du type de Thomas-Fermi

$$h(r) = \frac{1}{Ar} e^{\frac{r - R}{A}} / \left(1 + e^{\left(\frac{r - R}{A}\right)^2}\right)$$

La recherche des valeurs des paramètres du potentiel optique est effectuée à l'aide du programme MAGALI de Raynal (Ra 69). Ce programme effectue la résolution du système d'équations différentielles couplées et une recherche des valeurs des paramètres qui minimisent un χ^2 défini comme suit :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_{\text{th}}^i - \sigma_{\text{exp}}^i}{\sigma_{\text{exp}}^i} \right)^2 + \sum_{i=1}^N \left(\frac{P_{\text{th}}^i - P_{\text{exp}}^i}{P_{\text{exp}}^i} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{th}}^{\text{Réact}} - \sigma_{\text{exp}}^{\text{Réact}}}{\sigma_{\text{exp}}^{\text{Réact}}} \right)^2$$

Les données expérimentales de section efficace différentielle élastique sont celles de Szabo et Perrin (Sz 63), et la valeur de la section efficace totale de réaction est celle mesurée par Grin et Joseph (Gr 67).

2.2 - Etude de divers groupes de paramètres

De nombreux travaux ont déjà porté sur l'étude des paramètres du potentiel optique et leur variation en fonction de l'énergie des particules incidentes et des caractéristiques du noyau cible. Les lois de variation trouvées correspondent à des valeurs qui donnent un accord valable dans une grande gamme d'énergies et de noyaux, ce qui n'implique pas le meilleur ajustement dans un cas particulier.

Les études ont été faites en fonction des résultats expérimentaux successivement disponibles dans la zone de 10 à 20 MeV, c'est-à-dire d'abord les sections efficaces différentielles de diffusion élastique de neutrons, puis de protons, enfin les données de polarisation pour la diffusion de protons. Il existe très peu de résultats expérimentaux de polarisation pour les neutrons, ce qui justifie tout l'intérêt de nos mesures et de cette analyse.

Nous allons faire un rapide rappel des études antérieures qui vont nous servir de base de départ pour notre analyse.

Par ordre chronologique nous avons les travaux suivants :

- Bjorklund et Fernbach (Bj 58) qui étudièrent les sections efficaces différentielles pour la diffusion de neutrons de 4,7 à 14 MeV.

- Nodvik, Duke et Melkanoff (No 62) qui analysèrent les mesures de section efficace et de polarisation pour la diffusion de protons par le carbone.

- Perey et Buck (Pe 62) qui calculèrent les paramètres d'un potentiel local équivalent aux potentiels non locaux. Pour leur analyse ils utilisèrent des données de section efficace de diffusion de neutrons d'énergie allant de 1 à 25 MeV.

- Buck (Bu 63) qui donna la loi de variation suivante de la partie réelle du potentiel en fonction de l'énergie des particules incidentes

$$V_{\text{cent}} = 52,6 - 0,18 E^{1/2} \quad 1 \text{ MeV}$$

Les données qu'il utilisa sont celles des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique de protons de 11 à 18 MeV sur divers éléments moyens et lourds.

- Perey (Pe 63) qui à l'aide d'une étude de la diffusion de protons sur des éléments de masse supérieure à 27 obtint les lois de variation suivantes :

$$V_{\text{cent}} = 53,3 - 0,55 + 0,4 \quad Z/A^{1/3} + 27 (N - Z)/A \text{ en MeV}$$

$$W_{\text{sur}} = 13,5 \pm 2 \quad \text{pour } E_p < 17 \text{ MeV}$$

$$= 3 A^{1/3} \pm 1,5 \quad \text{pour } E_p > 17 \text{ MeV}$$

$$V_{1s} = 8,5 \text{ MeV} \quad \text{pour } 17 < E_p < 22 \text{ MeV}$$

$$= 7,5 \text{ MeV} \quad \text{pour } E_p < 17 \text{ MeV}$$

- Rosen (Ro 65) qui à la suite d'une analyse de mesures de sections efficaces et de polarisations de neutrons et de protons de 10 à 14,5 MeV donna pour la partie réelle du potentiel central la loi de variation suivante

$$V_{\text{cent}} = 49,3 - 0,33 E \text{ MeV}$$

- Fricke et Satchler (Fr 65) qui étudièrent les résultats de diffusion de protons de 40 MeV sur le carbone 12.

-Frasca (Fr 66) dont l'analyse des mesures de section efficace différentielle élastique de neutrons de 14,1 MeV sur le carbone lui fit trouver un jeu de paramètres qui servent très souvent dans les études de la diffusion n - C¹².

- Satchler (Sa 67) qui, fit une analyse très complète de la diffusion de protons de 46 MeV sur le carbone.

- Watson, Singh et Segel (Wa 69) qui étudièrent pour les noyaux de la couche lp les sections efficaces et la polarisation dans la diffusion élastique de protons de 10 à 50 MeV. Ils donnèrent les lois de variations suivantes pour les différents termes du potentiel optique :

$$V_{\text{cent}} = 60,0 + 0,4 (Z/A^{1/3}) \pm 27,0 (N-Z)/A - 0,3 E \text{ MeV}$$

+ pour les protons
- pour les neutrons

$$W_{\text{sur}} = W_{\text{sur}}(E) \pm 10,0 (N-Z)/A$$

où $W_{\text{sur}}(E) = \begin{cases} 0,64 E & E < 13,8 \text{ MeV} \\ 9,6 - 0,06 E & E > 13,8 \text{ MeV} \end{cases}$

$$W_{\text{vol}} = W_{\text{vol}}(E) \quad \text{où} \quad W_{\text{vol}}(E) = \begin{cases} 0 & E < 32,7 \text{ MeV} \\ 1,15 (E - 32,7) & 32,7 < E < 39 \\ 7,5 & E > 39,3 \end{cases}$$

$$r = 1,15 - 0,001 E_{\text{cm}}$$

Les valeurs particulières de ces paramètres relatives à la diffusion neutron-carbone à 14 MeV sont présentées dans le tableau VI-1.

Nous avons calculé la section efficace différentielle élastique, la polarisation et la section efficace totale de réaction pour la plupart des groupes de paramètres. La comparaison avec les résultats expérimentaux

(ceux de Szabo (Sz 63) pour la section efficace différentielle) est présentée sur les figures VI-2 et 3 .

Les valeurs de χ^2 calculées pour la section efficace et la polarisation (nos résultats seuls puis le regroupement des diverses mesures) ainsi que la valeur de la section efficace totale de réaction sont présentées dans le tableau VI-2.

Les paramètres de Nodvik et de Frasca donnent pour la section efficace le meilleur ajustement. C'est normal étant donné qu'ils ont été optimisés pour la diffusion p - C¹² et n - C¹² à 14 MeV précisément.

Les autres groupes de paramètres ne rendent compte de la section efficace que vers l'avant.

Par contre, aucun groupe de paramètres ne donne la bonne pente à l'origine pour la polarisation.

2.3 - Recherche des paramètres

Nous avons pris comme point de départ pour la recherche des paramètres avec MAGALI, les différentes valeurs que nous venons de passer en revue. Dans un premier temps nous avons imposé une relation entre les rayons et entre les épaisseurs de surface :

$$R_{sax} = R_{sur} = R_{ls} \quad \text{et} \quad A_{sax} = A_{ls}$$

Ces divers ajustements convergent vers deux groupes de valeurs reportés dans le tableau VI-3 et notés (A) et (B).

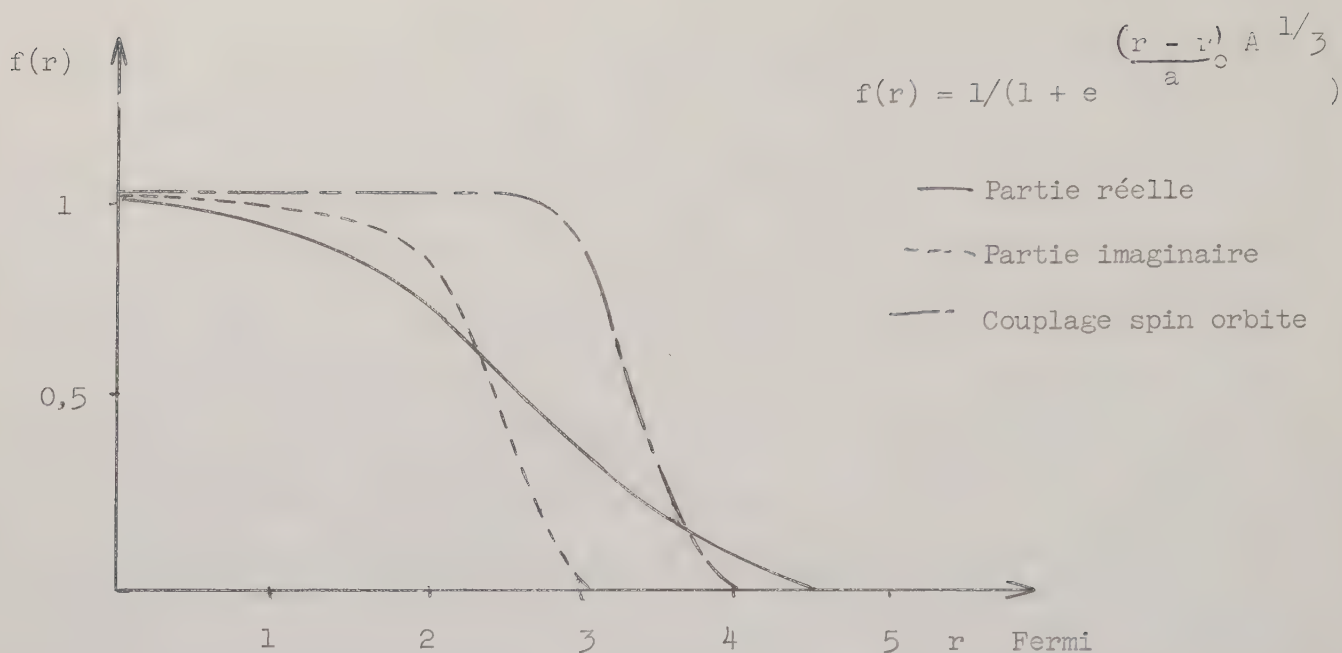
Le groupe (A) bien que donnant les meilleures valeurs de χ^2 et de section efficace de réaction est à éliminer, les valeurs de $W_{sur} = 0,8$ MeV et $A_{sur} = 1,6$ fermi semblant aberrantes.

Une recherche effectuée en partant des valeurs du groupe (B) et en supprimant les contraintes sur R et sur A donne l'ajustement (D) présenté sur la figure VI-4a. La même distribution théorique de la polarisation est présentée sur la figure VI-4 b superposée au regroupement de tous les points expérimentaux. La pente vers l'avant est cette fois correcte. Comme c'est la zone la mieux mesurée expérimentalement il était essentiel de l'ajuster. Notre groupe de paramètres donne un accord satisfaisant avec la section efficace différentielle élastique. La valeur de la section efficace totale élastique calculée (850 à 860 mb) est en bon accord avec les valeurs expérimentales (800 ± 30 mb).

Par contre la valeur de la section efficace totale de réaction calculée (environ 400 mb) est beaucoup trop faible (valeur expérimentale 600 ± 20 mb) .

Ce qui semble anormal ce sont les valeurs de A_{sur} et R_{sur} respectivement 0,13 fermi et 1,49 fermi. Ceci pourrait peut être s'expliquer par le fait que lorsque nous ajustons la voie élastique seule, le terme imaginaire contient la contribution de toutes les autres voies. Or dans le cas du C^{12} , le premier niveau a une section efficace très importante (210 mb) par rapport à la section efficace élastique (850 mb).

Nous présentons ci-dessous la distribution radiale des facteurs de forme des différents termes du potentiel :



Nous avons cherché à visualiser l'effet des variations des paramètres

Pour cela nous sommes partis du groupe qui nous donne le meilleur ajustement et nous avons fait varier entre des limites assez larges les paramètres les uns après les autres. Nous avons tracé les sections efficaces et les polarisations pour chaque grille. Ces courbes sont présentées sur les figures VI-5 à 7, pour la partie réelle du potentiel central ; VI-8 à 10 pour sa partie imaginaire et VI-11 à 13 pour le terme de couplage spin orbite.

Si dans l'ensemble les variations des paramètres produisent une modification sensible de la section efficace différentielle elles ne se répercutent sur la polarisation que par une variation plus ou moins importante de l'amplitude des oscillations.

Le seul paramètre qui fait changer le signe de la pente à l'origine de la distribution angulaire de la polarisation est le coefficient d'épaisseur de surface du terme de couplage spin orbite. Au dessus de 0,60 fermi la pente devient positive.

Notre valeur de 0,24 fermi est faible, ainsi que notre valeur du rayon $R_{1s} = 1,08$ fermi. Satchler a fait remarquer (Sa 70) qu'il était fréquent que les paramètres de rayon et de largeur du potentiel spin orbite soient plus petits que ceux du potentiel central, sans que pour autant on puisse actuellement l'expliquer.

Pour essayer d'affiner l'analyse nous allons étudier l'effet de l'interférence entre les ondes partielles potentielles et une onde résonnante.

2.4 - Diffusion élastique résonnante

Pour tenir compte de l'effet de la résonance de 15,8 MeV, nous avons utilisé les déphasages obtenus par les calculs de potentiel optique et calculé les nouvelles amplitudes.

a) - Introduction de la résonance pour les paramètres de Watson et Frasca

Une première approche a été faite en considérant que le mauvais accord obtenu avec les paramètres "classiques" ceux de Frasca ou de Watson, était dû à l'interférence entre l'onde résonnante et les ondes partielles. Nous avons donc calculé les sections efficaces différentielles, les polarisations, les sections efficaces totales de réaction et les χ^2 en ajoutant à ces deux groupes de paramètres une résonance de largeur Γ , d'élasticité μ et de moment orbital ℓ allant de 0 à 5 (ondes s 1/2 à h 1/2). En accord avec les mesures de Boreli (Bo 68) nous avons utilisé une élasticité de 0.8 et deux valeurs pour la largeur (0.5 et 1 MeV). Les résultats sont présentés sur les figures VI-14 à VI-19 (Watson), et VI-20 à VI-25 (Frasca).

Les valeurs des χ^2 sont portées dans le tableau VI-4 et VI-5

1^{er} groupe : paramètres de Watson (Wa 69)

Si pour l'onde $f \ 5/2$ nous obtenons un meilleur accord vers l'avant pour la polarisation, la section efficace n'est toujours pas ajustée et l'introduction de la résonance rend la distribution angulaire théorique encore plus éloignée de la distribution expérimentale. Donc en première analyse nous pouvons conclure que l'addition d'une onde résonnante aux ondes partielles obtenues avec les paramètres de Watson n'a rien apporté.

2^{ème} groupe = paramètres de Frasca (Fr 66)

Quelle que soit la largeur de la résonance, seule l'onde $f \ 5/2$ permet de rendre compte au moins vers l'avant de la forme de la polarisation expérimentale. Toutefois le χ^2 reste beaucoup plus élevé que celui que nous obtenons avec nos paramètres sans résonance.

Par contre la distribution angulaire de la section efficace différentielle est très affectée. Etant donné que les paramètres avaient été calculés pour ajuster cette distribution, il n'est pas étonnant que l'introduction d'un effet supplémentaire nous éloigne de l'accord. Nous ne pouvons pas éliminer la valeur de 1 MeV pour la largeur, les mesures de Borelli donnant une largeur de 0,4 à 0,5 MeV avec une résolution de 0,4 MeV.

Si le χ^2_{pol} s'améliore très nettement (voir tableau VI-5) 54 pour $\Gamma = 0,5$ MeV et 37 pour $\Gamma = 1$ MeV au lieu de 105 sans résonance, le χ^2_{sec} est fortement touché : 705 pour $\Gamma = 0,5$ MeV et 1484 pour $\Gamma = 1$ MeV au lieu de 441.

Dans ces conditions, nous ne pouvons pas conclure pour l'instant.

b) - Utilisation de nos paramètres.

Les résultats sont présentés sur les Fig. VI-26 à VI-28 pour $\Gamma = 1$ MeV et VI-29 à VI-31 pour $\Gamma = 0,5$ MeV. Les valeurs des χ^2 sont

portées dans le tableau (V, 6). Ce sont les ondes de plus petit moment angulaire $S\ 1/2$ à $D\ 3/2$ qui donnent le meilleur accord. Mais de toute façon, nous ne pouvons pas conclure non plus.

Zombeck(Zo69)à partir des paramètres de Frasca concluait à une onde $F\ 5/2$. Par contre Boreli analysant les courbes d'excitations de 15 à 18 MeV du système $n - C^{12}$ et utilisant des paramètres de Perey voyait une modification pour des ondes $s\ 1/2$ ou $p\ 1/2$. Afin d'essayer de lever l'ambiguïté dans la détermination du moment angulaire de la résonance, nous avons calculé les courbes d'excitation pour la section efficace totale élastique et pour la section efficace différentielle en ajoutant au fond potentiel défini par nos paramètres des résonances de J différent.

Nous avons considéré que dans une zone de variation limitée de l'énergie incidente, les paramètres du potentiel optique étaient constants et produisaient la partie à variation monotone de la section efficace.

Les mesures de Boreli ont été faites aux angles de 90° , $54,8^\circ$, $39,2^\circ$ et $30,5^\circ$ qui correspondent aux zéros des quatre premiers polynômes de Legendre.

Les courbes d'excitation calculées avec $\Gamma = 0,5$ MeV sont présentées sur les figures VI-32 à VI-41 et comparées aux résultats expérimentaux de Boreli. (Nous n'avons pas tracé les courbes correspondant à des valeurs de ℓ supérieures à 3).

Nous présentons également sur les figures VI-42 à VI-46 les comparaisons des valeurs mesurées avec les distributions calculées à l'aide des paramètres de Frasca en prenant une onde $f\ 5/2$ et des valeurs de Γ de 0,5 et 1 MeV.

La première remarque est qu'à 14 MeV l'effet de la résonance est

dans l'ensemble très faible ; donc nous devons éliminer toute valeur de J qui modifie violemment la forme des distributions. Dans ces conditions les ondes G et H sont exclues. Nous devons aussi remarquer qu'à 90° il n'y a aucun accord avec les points expérimentaux quelques soient les paramètres du potentiel optique et les paramètres de la résonance.

L'onde $D \ 5/2$ donne une section efficace totale élastique à la résonance, beaucoup trop grande. Son introduction à 14 MeV rend l'ajustement plus mauvais aussi bien pour la section efficace que pour la polarisation. La courbe d'excitation à $30,5^\circ$ permet aussi d'éliminer l'onde $D \ 3/2$ qui produit un creux et non une bosse dans la distribution. Il ne reste de possible que les ondes $S \ 1/2$, $P \ 1/2$ et $P \ 3/2$. Nous estimons que les résultats que nous apportons à $14,1 \text{ MeV}$ pas plus que les mesures de Boreli ne permettent de conclure.

Cette étude aura permis de limiter les valeurs possibles du moment angulaire pouvant être attribué à la résonance de $15,8 \text{ MeV}$ du système $n - C^{12}$.

Au cours de l'analyse de la diffusion élastique nous avons trouvé un jeu de paramètres du potentiel optique qui donnent un bon accord avec les résultats expérimentaux de section efficace et de polarisation.

En fait il ne faut pas oublier que dans le cas du C^{12} , la voie passant par l'excitation du premier niveau inélastique présente une forte section efficace (le $1/4$ de la section efficace totale élastique). Les valeurs inhabituelles des paramètres de la partie d'absorption du potentiel en sont la conséquence. Une analyse en ondes couplées s'impose donc. C'est ce que nous allons essayer dans le paragraphe suivant.

3 - Analyse de la diffusion inélastique sur le niveau de 4,43 MeV (2^+)

Comme dans le cas de la diffusion élastique, nous pouvons définir la polarisation des particules diffusées inélastiquement

$$\vec{P} = \frac{\text{Tr} (G G^+ \vec{\sigma})}{\text{Tr} (G G^+)}$$

et l'asymétrie dans la diffusion inélastique de particules polarisées

$$\vec{A} = \frac{\text{Tr} (G \vec{\sigma} G^+)}{\text{Tr} (G G^+)}$$

Seulement cette fois A et P sont différents et ne coïncident que dans quelques cas particuliers (Sa 70).

Ceci nous interdit de comparer nos résultats (Fig.V-5) avec ceux de Zombeck (Fig. V-6) qui mesurait la polarisation des neutrons diffusés.

Dans le cas de la diffusion de neutrons de 14 MeV d'énergie cinétique sur le C^{12} , la section efficace totale pour l'excitation du 1^{er} niveau de 4,43 MeV est d'environ 200 mb (209 ± 20 (Cl 64), 215 ± 15 (Gr 67)) pour une section efficace totale élastique de l'ordre de 850 mb.

Ceci implique que nous devons considérer l'approximation de couplage fort (V-1,4) dans laquelle on utilise les équations couplées

$$(K + \mathcal{E}_i + \bar{V}_i^N - E) \psi_i = - \sum_{j=0}^N V_{ij}^N \psi_j \quad j = i \text{ et } i = 0 \text{ à } N$$

La contribution des voies faiblement couplées aux canaux (i) est regroupée dans la partie imaginaire du potentiel optique $\bar{V}_i^N$.

On appliquera le modèle en supposant que le potentiel optique suit la forme du noyau lorsqu'il est déformé. Les termes non à symétrie sphérique peuvent alors induire la diffusion inélastique.

Avant même d'envisager d'interpréter les résultats de polarisation nous allons faire une revue des analyses de la section efficace différentielle inélastique qui a déjà été mesurée avec une bonne précision par diverses équipes : Grenoble (Sz 63), Chalk River (Cl 64) et Lausanne (Gr 67).

Ces analyses ont été tentées par Clarke et Cross (Cl 64), Bloore et Brenner (Bl 65) et Tamura et Wong (Ta 67). Au moment où ces études ont été effectuées, seules les sections efficaces différentielles élastique et inélastique étaient mesurées.

Les calculs en D.W.B.A. de Clarke, utilisant un paramètre de déformation permanente $\beta_2 = -0,82$, conduisent à une forme de la distribution angulaire présentant une oscillation qui est en désaccord avec les points expérimentaux (maximum secondaire dans la zone du minimum expérimental) (Fig. VI-47).

Bloore et Brenner ont utilisé un modèle microscopique. Si leur section efficace différentielle inélastique calculée a le bon ordre de grandeur tout en présentant cependant une oscillation du même type que celle calculée par Clarke, la section efficace élastique est en complet désaccord avec les points expérimentaux (Fig. VI-47).

L'analyse qui donne les meilleurs résultats est celle de Tamura et Wong qui utilisent un couplage entre les niveaux 0^+ (fondamental) ; 2^+ (4,43 MeV) et 3^- (9,63 MeV).

Ils utilisent les paramètres optiques suivants :

$$V_{\text{SAX}} = 47 \text{ MeV} \quad ; \quad W_{\text{SUR}} = 2,5 \text{ MeV} \quad ; \quad V_{\text{LS}} = 5,0 \text{ MeV}$$

$$A_{\text{SAX}} = A_{\text{LS}} = 0,35 \text{ fermis} \quad ; \quad A_{\text{GAU}} = 0,20 \text{ fermis} \quad ; \quad R = 1,25 \text{ fermis}$$

Le paramètre de déformation permanente est pris égal à $-0,60$ (noyau "oblate").

Leurs distributions de section efficace sont présentées sur la figure VI-48. Avec leurs paramètres nous avons calculé, à l'aide du programme d'ondes couplées de Raynal (EGIS 1970), la polarisation pour la diffusion élastique et l'asymétrie pour la diffusion inélastique sur le niveau 2^+ . Ces distributions angulaires, présentées sur la figure VI-49 ne sont pas en accord avec les résultats expérimentaux en particulier pour la diffusion élastique vers l'avant.

Pour effectuer une analyse en ondes couplées, il est nécessaire de choisir une description rotationnelle ou vibrationnelle.

L'état fondamental du C^{12} est considéré comme étant fortement déformé par certains auteurs (Ab 69, Ta 67). Quant au niveau 2^+ de 4,43 MeV il peut être décrit au choix par des modèles phénoménologiques vibrationnels ou rotationnels (Ta 70, Zo 71), avec un paramètre de déformation β_2 variant de -0,3 à 0,9 (Sa 67, Ha 66, Ta 70).

Nous avons fait une première série de calculs d'ondes couplées sur la base, en premier lieu, d'un modèle rotationnel puis d'un modèle vibrationnel en prenant comme paramètres de départ ceux obtenus dans notre ajustement de la diffusion élastique avec un β_2 de -0,8. Ces prédictions, présentées sur la figure VI-50 nous ont fait abandonner pour la suite notre étude, le modèle rotationnel.

Nous avons aussi testé l'influence de la déformation du terme de couplage spin-orbite. Celle-ci a pour effet de faire remonter la section efficace élastique vers l'arrière (Fig. VI-50).

Les ajustements effectués avec le programme de recherche automatique des paramètres (EGIS 1971) de Raynal, donnent pour la section efficace élastique

un assez bon accord et pour la section efficace inélastique un bon ordre de grandeur avec une oscillation qui présente un maximum dans la zone du minimum expérimental. Mais par contre la polarisation en diffusion élastique et l'asymétrie en diffusion inélastique calculées sont sans rapport avec les distributions expérimentales (Fig. VI-51).

Cet ajustement est obtenu avec le groupe de paramètres suivant :

$$\begin{array}{lll} V_{\text{SAX}} = 51,6 \text{ MeV} & R_{\text{SAX}} = 1,15 \text{ fermis} & A_{\text{SAX}} = 0,57 \text{ fermis} \\ W_{\text{SUR}} = 2,76 \text{ MeV} & R_{\text{SUR}} = 1,14 \text{ fermis} & A_{\text{SUR}} = 0,19 \text{ fermis} \\ V_{\text{LS}} = 4,3 \text{ MeV} & R_{\text{LS}} = 1,08 \text{ fermis} & A_{\text{LS}} = 0,24 \text{ fermis} \\ \beta_2 = -0,8 & \beta_2^{\text{SO}} = -0,78 & \end{array}$$

On constate que le terme d'absorption a repris une valeur plus standard. Les valeurs inhabituelles que nous avions lors de l'ajustement de l'élastique seul étaient dûes à la présence d'une voie inélastique fortement couplée.

Les sections efficaces totales théoriques calculées ont pour valeur :

$$\begin{array}{lll} \sigma_{\text{réact}} & \sigma_{\text{élast}} & \sigma_{2+} \\ = 487 \text{ mb} & = 829 \text{ mb} & = 291 \text{ mb} \\ \sigma_{\text{tot}} & \sigma_{\text{tot}} & \sigma_{\text{tot}} \end{array}$$

Ces quantités sont concordantes avec les données expérimentales.

La valeur de 0,8 pour le paramètre de déformation est très grande. Le β_2 étant l'image de la déformation de la surface, cela correspond à un $\frac{\delta_R}{R} = 0,8$; un β_2 de 1 signifierait que localement le rayon s'annule. La question est de savoir si dans le cas du noyau de C^{12} cela peut avoir un sens. Dans l'hypothèse d'une structure à trois quartets alpha du C^{12} telle que l'ont calculée Darriulat (Da 66), Fulco et Wong (Fu 68) ou Noble (No 70) il n'est pas déraisonnable de supposer que les oscillations autour de la forme moyenne sphérique soient aussi importantes, ce noyau étant faiblement lié par rapport à sa dissociation en trois α .

Pour notre analyse nous n'avons pu nous guider sur des études analogues effectuées avec les résultats des mesures d'asymétrie dans la diffusion de protons polarisés sur C^{12} . Il existe bien un certain nombre de résultats expérimentaux : ceux de Darriulat et al (Da 65) à 16,5 et 19 MeV, de Craig et al (Cr 66) de 20 à 28 MeV et de Blair et al (Bl 70) à 20,3 MeV, mais les analyses n'ont pas encore été effectuées.

De toute façon, dans le cas de la diffusion sur un noyau aussi léger que le C^{12} , présentant une forte structure en quartets, les effets de polarisation en diffusion inélastique sont beaucoup trop fins pour pouvoir être facilement interprétés dans l'état actuel de nos connaissances de la structure nucléaire.

De plus pour que nos résultats expérimentaux de mesure d'asymétrie en diffusion inélastique puissent être décisifs dans un ajustement, il aurait fallu que nos mesures aient une statistique trois à quatre fois plus grande. Les résultats présentés ici ont nécessité environ 800 heures d'enregistrement. Dans les conditions actuelles de fonctionnement du générateur ceci signifierait au minimum un an de mesures en continu. Dans ces conditions nous avons dû renoncer à améliorer la statistique des mesures de diffusion inélastique.

	VSAX	ASAX	RSAX	WGAU	b	WSUR	ASUR	Ro	WLS	ALS	RLS
j F(Bj 58)	44,	0,65	1,25	11,	0,98			RSAX	8,3	ASAX	RSAX
	44,	0,70	1,25	11,	0,98			RSAX	16,6	ASAX	RSAX
D M(No 62)	58,2	0,40	1,20	19,9	0,25			RSAX	6,	ASAX	RSAX
	52,6	0,46	1,25	19,0	0,25			RSAX	5,7	ASAX	RSAX
B (Pe 62)	44,9	0,66	1,27			9,6	0,47	RSAX	7,2	ASAX	RSAX
(Bu 63)	48,7	0,65	1,12			10,6	0,47	RSAX	8,	ASAX	RSAX
(Pe 63)	45,6	0,65	1,25			13,5	0,47	RSAX	7,5	ASAX	RSAX
	45,6	0,47	1,18			13,5	0,47	RSAX	7,5	ASAX	RSAX
(Ro 65)	44,7	0,65	1,25			5,75	0,70	RSAX	5,5	ASAX	RSAX
S (Fr 65)	38,5	0,7	1,18			4,03	0,70	1,04	7,5	0,7	1,18
(Fr 65)	52,1	0,31	1,25	7,66	0,42			RSAX	5,58	ASAX	RSAX
(Sa 67)	45,5	0,68	1,14			14,4	0,58	0,93	3,45	0,238	0,64
S S(Wa 69)	56,1	0,57	1,137			8,33	ASAX	RSAX	5,5	0,5	RSAX
	MeV	fermi	fermi	MeV	fermi	MeV	fermi	fermi	MeV	fermi	fermi

Tableau VI-1

Paramètres de potentiels optiques appliqués à la diffusion de neutrons de ^{14}C , 1 MeV par le ^{12}C

	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	$\sigma^{\text{réact}}_{\text{tot}}$	$\sigma^{\text{élast}}_{\text{tot}}$
B j F	4359	177	861	701	721
N D M	2223	92	407	374	656
	807	98	453	391	773
P B	4887	92	493	731	824
P	5203	98	480	749	743
R	7080	81	477	767	942
F	445	98	607	307	851
W S S	3823	69	404	659	658
		(1)	(2)	mb	mb

Tableau VI-2

Valeur des χ^2 et des sections efficaces totales calculées à l'aide des potentiels du tableau V-1 :

- (1) χ^2 calculé avec nos données expérimentales de polarisation
- (2) χ^2 calculé avec l'ensemble des données expérimentales regroupées.

	VSAX	ASAX	RSAX	WAX	χ^2	WPR	ASUR	RO	VL2	AL2	RL2	χ^2 sec	χ^2 pol	χ^2 pol	$\sigma_{\text{réact. tot.}}$	$\sigma_{\text{élas tot.}}$	
Bj F	57,7	0,28	1,169	0,68	1,			RSAX	5,7	ASAX	RSAX	176	47	313	466	856	A
	57,9	0,22	1,159	0,8	3,37			"	5,61	"	"	193	50	243	463	857	A
" D N	58,2	0,29	1,249	10,	0,25			"	5,64	"	"	294	100	587	349	859	B
P B	57,1	0,26	1,176			0,8	1,56	"	5,87	"	"	191	44	309	480	855	A
F	57,3	0,26	1,173			0,77	1,6	"	5,84	"	"	196	45	308	487	855	A
M	57,1	0,23	1,176			0,8	1,56	"	5,8	"	"	194	42	304	481	857	A
"	58,1	0,24	1,247	3,85	0,22			"	5,89	"	"	293	100	410	335	867	B
col	56,77	0,24	1,15			11,98	0,13	1,49	5,72	0,24	1,36	343	34	127	396	865	D
	MeV	fermi	fermi	MeV	fermi	MeV	fermi	fermi	MeV	fermi	fermi		(1)	(2)	me	me	

TABLEAU VI-3

(1) χ^2 calculé avec nos données expérimentales de polarisation.

(2) χ^2 calculé avec l'ensemble des données expérimentales regroupées.

Paramètres de WATSON (*)	$\Gamma = 1.0 \text{ MeV}$					$\Gamma = 0.5 \text{ MeV}$				
	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	$\sigma^{\text{réac}}_{\text{tot}}$	$\sigma^{\text{élas}}_{\text{tot}}$	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	$\sigma^{\text{réac}}_{\text{tot}}$	$\sigma^{\text{élas}}_{\text{tot}}$
	3823	69	403	659	659	3823	69	403	659	659
s 1/2	3856	74	428	650	672	3855	71	412	657	666
p 1/2	4202	80	672	646	707	3989	71	515	656	681
p 3/2	4707	79	379	636	736	4236	73	369	653	697
D 3/2	4195	86	579	656	688	4008	78	494	658	672
D 5/2	5229	77	409	625	785	4461	67	329	650	719
F 5/2	2551	37	110	589	648	3098	39	162	640	647
F 7/2	2502	144	1012	618	603	2973	107	693	648	627
G 7/2	2790	174	864	506	715	3470	93	479	617	672
G 9/2	2606	204	1276	472	715	3402	127	834	608	668
H 9/2	2628	196	1451	456	746	3248	105	818	603	682
H 11/2	3760	258	1339	416	762	3317	127	669	592	686
		(1)	(2)	mb	mb		(1)	(2)	mb	mb

Tableau VI-4

(*)

Les valeurs de χ^2_{sec} et χ^2_{pol} sans résonance sont légèrement différents de ceux présentés dans les tableaux (2) et (3). Les calculs effectués avec Magali tiennent compte de l'effet de lissage dû à la largeur angulaire des détecteurs. Pour les calculs résonnants nous avons réduit les temps de calcul en négligeant cet effet.

(1) - χ^2 calculé avec nos données expérimentales de polarisation.

(2) - χ^2 calculé avec l'ensemble des données expérimentales regroupées.

Paramètres de	$\Gamma = 1.0 \text{ MeV}$					$\Gamma = 0.5 \text{ MeV}$				
	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	Réac σ_{tot}	élas σ_{tot}	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	Réac σ_{tot}	élas σ_{tot}
FRASCA (*)	441	103	604	308	851	441	103	604	308	851
S 1/2	706	104	605	290	874	451	102	587	303	863
P 1/2	620	115	853	270	948	438	103	672	297	894
P 3/2	1725	111	511	236	1033	689	107	538	287	933
D 3/2	939	141	963	282	946	662	122	788	301	892
D 5/2	1861	137	980	212	1083	823	113	726	281	957
F 5/2	1484	37	167	196	882	705	64	318	277	855
F 7/2	1199	187	1166	241	781	427	148	883	289	807
G 7/2	2511	133	826	144	923	1243	97	651	262	871
G 9/2	3021	268	1225	105	932	1645	172	867	252	871
H 9/2	3414	189	1279	103	942	1413	119	879	251	976
H 11/2	7486	264	900	62	960	2255	159	609	239	881
		(1)	(2)	mb	mb		(1)	(2)	mb	mb

TABLEAU (VI, 5)

(*) même signification

(1) que pour le

(2) tableau VI-4

COLLEGE de	$\Gamma = 1.0 \text{ MeV}$					$\Gamma = 0.5 \text{ MeV}$				
	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	Réac σ_{tot}	élas σ_{tot}	χ^2_{sec}	χ^2_{pol}	χ^2_{pol}	Réac σ_{tot}	élas σ_{tot}
FRANCE (*)	343	40	137	396	866	343	40	137	396	866
S 1/2	787	48	198	377	892	319	44	163	391	879
p 1/2	809	59	431	368	944	469	45	249	388	901
p 3/2	1970	36	63	347	995	862	38	85	383	926
d 3/2	431	46	177	380	897	346	42	144	392	873
d 5/2	2328	50	335	289	1132	951	41	168	366	985
f 1/2	1191	54	185	308	853	653	39	106	372	849
f 7/2	2021	72	318	337	794	835	53	196	380	821
g 7/2	2975	159	334	236	925	1126	83	162	352	879
g 9/2	3459	115	613	197	936	1454	61	347	341	880
h 9/2	3092	216	838	192	955	1001	107	402	339	890
h 11/2	8878	124	602	151	972	2577	56	316	328	895
		(1)	(2)	mb	mb		(1)	(2)	mb	mb

TABLEAU (VI, 6)

(*) même signification

(1) que pour le

(2) tableau VI-4

LEGENDE DES FIGURES DU CHAPITRE VI

=====

- VI-1. Courbes d'excitation pour la section efficace totale élastique, pour la diffusion "non élastique" et pour la diffusion inélastique par excitation du niveau de 4,43 MeV. (résultats expérimentaux de Boreli).
- VI-2. Section efficace différentielle élastique et polarisation calculées avec les paramètres de :
- Bjorlund et Fernbach,
 - Perey,
 - Perey et Buck (paramètres locaux équivalents aux paramètres non locaux),
 - Rosen.
- VI-3. Section efficace différentielle élastique et polarisation calculées avec les paramètres de :
- Frasca,
 - Watson,
 - Nodvick (protons de 14,36 MeV),
 - Nodvick (protons de 14,0 MeV).
- VI-4. Section efficace différentielle élastique et polarisation calculées avec nos paramètres,
- a) comparaison avec les résultats expérimentaux de Szabo pour la section efficace et nos résultats pour la polarisation,
 - b) comparaison avec le regroupement des résultats expérimentaux de polarisation dans la région de 14 MeV.
- VI-5. Grille sur VSAX de 35 à 75 MeV par pas de 2 MeV.
- VI-6. Grille sur RSAX de 1,00 à 1,30 fermis par pas de 0,3 fermis.
- VI-7. Grille sur ASAX de 0,29 à 0,79 fermis par pas de 0,5 fermis.
- VI-8. Grille sur WSUR de 5 à 16,5 MeV par pas de 0,5 MeV.

- VI-9. Grille sur RSUR de 1,04 à 1,64 fermis par pas de 0,05 fermis.
- VI-10. Grille sur ASUR de 0,08 à 0,48 fermis par pas de 0,05 fermis.
- VI-11. Grille sur VLS de 2,7 à 8,2 MeV par pas de 0,5 fermis.
- VI-12. Grille sur RLS de 0,99 à 1,20 fermis par pas de 0,03 fermis.
- VI-13. Grille sur ALS de 0,14 à 0,84 fermis par pas de 0,05 fermis.
- VI-14. Addition d'une onde résonnante à l'amplitude potentielle calculée avec les paramètres de Watson. Largeur de la résonance 0,5 MeV S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.
- VI-15. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.
- VI-16. G $7/2$, G $9/2$, H $9/2$, H $11/2$.
- VI-17. id. Largeur de la résonance 1 MeV
S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.
- VI-18. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.
- VI-19. G $7/2$, G $9/2$, H $9/2$, H $11/2$.
- VI-20. Addition d'une onde résonnante à l'amplitude potentielle calculée avec les paramètres de Frasca. Largeur de la résonance 0,5 MeV.
S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.
- VI-21. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.
- VI-22. G $7/2$, G $9/2$, H $9/2$, H $11/2$.
- VI-23. id. Largeur de la résonance 1 MeV.
S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.
- VI-24. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.
- VI-25. G $7/2$, G $9/2$, H $9/2$, H $11/2$.
- VI-26. Addition d'une onde résonnante à l'amplitude potentielle calculée avec nos paramètres. Largeur de la résonance 1 MeV.
S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-27. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

VI-28. G $7/2$, G $9/2$, H $9/2$, H $11/2$.

VI-29. id. Largeur de la résonance 0,5 MeV.

S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-30. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

VI-31. G $7/2$, G $9/2$, H $9/2$, H $11/2$.

Courbes d'excitation. Addition d'une onde résonnante à l'amplitude calculée avec nos paramètres. Largeur de la résonance 0,5 MeV.

- Section efficace différentielle :

VI-32. 90° , S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-33. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

VI-34. $54,75^\circ$, S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-35. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

VI-36. $39,2^\circ$, S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-37. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

VI-38. $30,5^\circ$, S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-39. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

- Section efficace totale :

VI-40. S $1/2$, P $1/2$, P $3/2$.

VI-41. D $3/2$, D $5/2$, F $5/2$, F $7/2$.

Courbes d'excitation. Addition d'une onde résonnante à l'amplitude calculée avec les paramètres de Frasca. Onde F $5/2$ ajoutée.

VI-42. $39^\circ 2'$, Largeur 1 MeV et 0,5 MeV.

VI-43. $30^\circ 5'$, " "

VI-44. 90° , " "

VI-45. $54,75^\circ$, " "

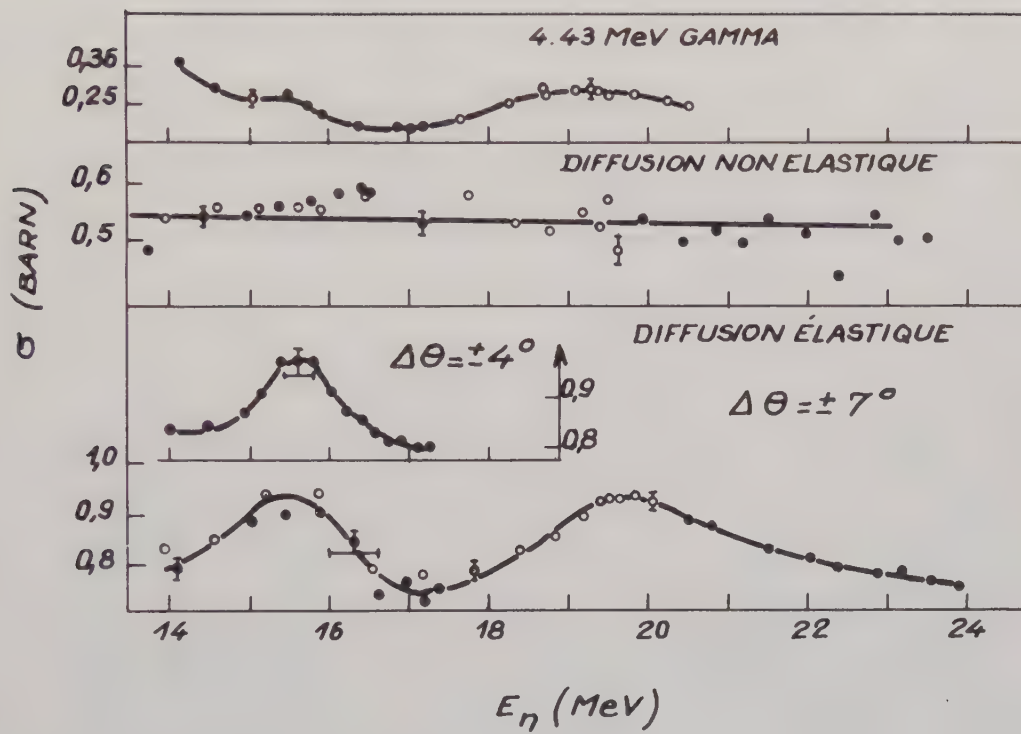


FIG. VI- 1

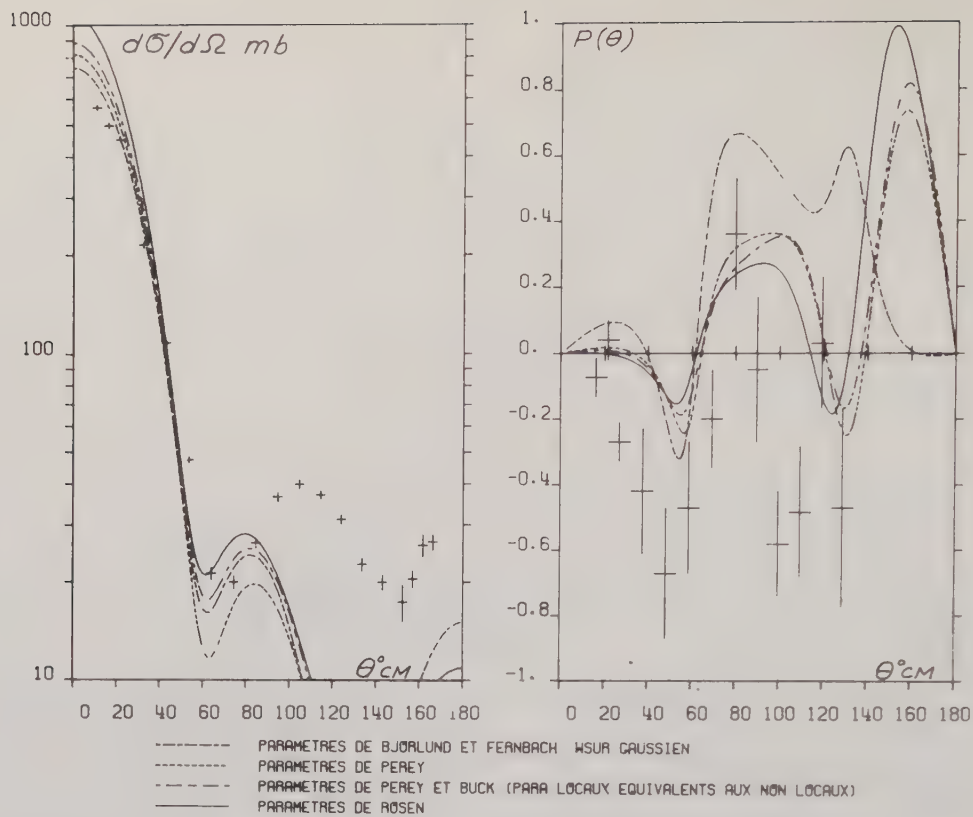


FIG VI.2

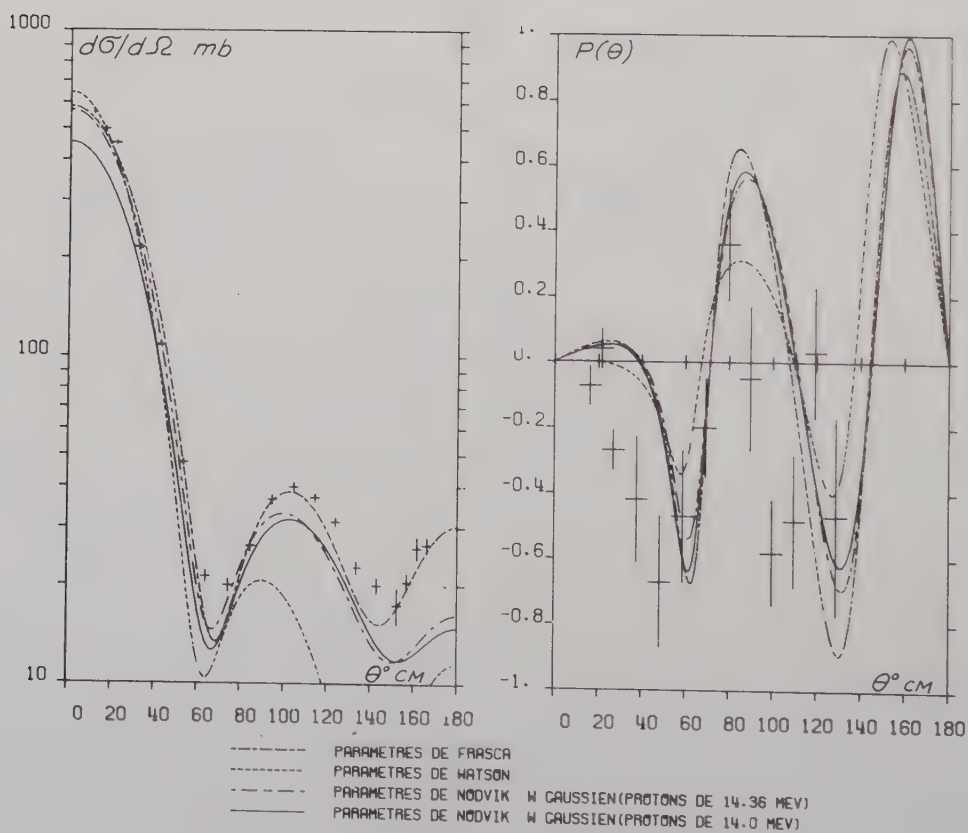
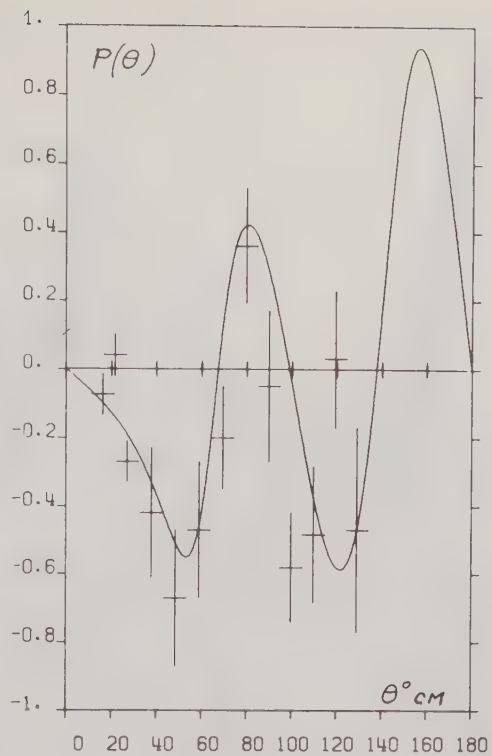
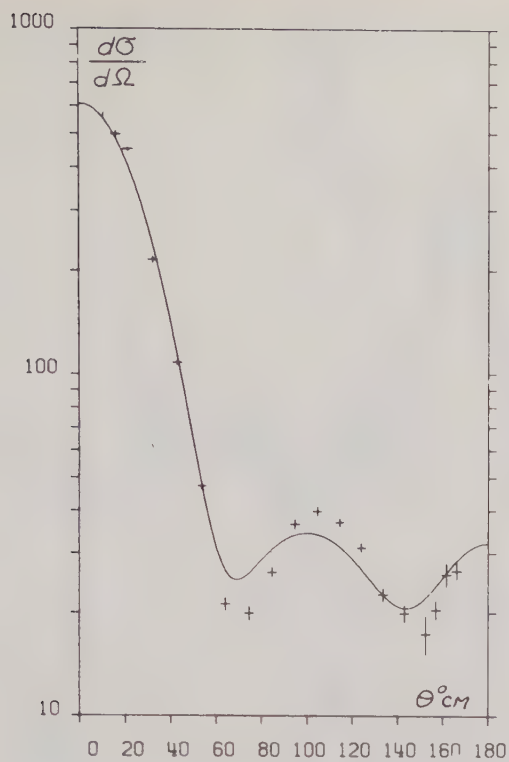
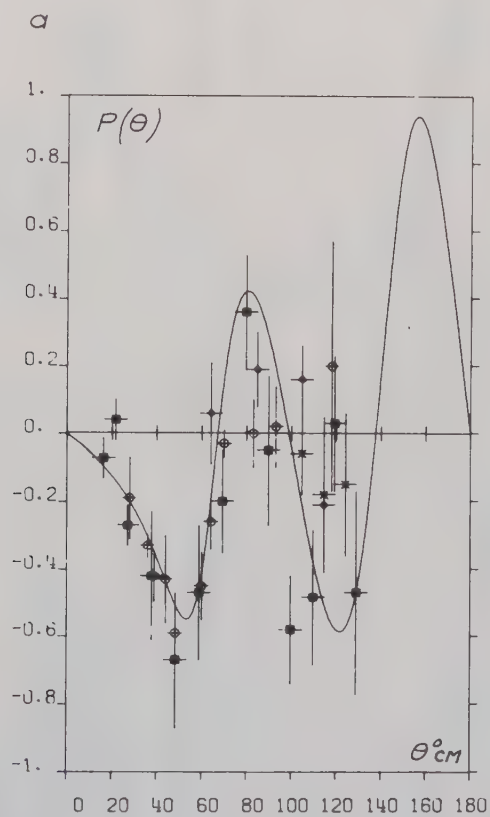


FIG. VI.3



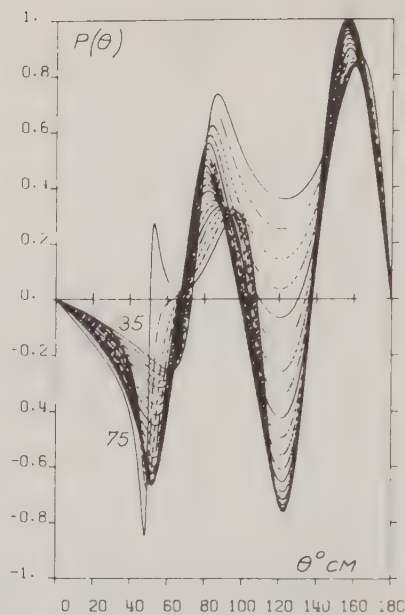
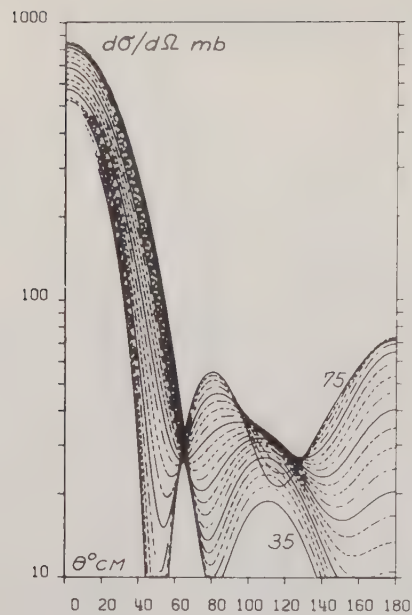
Ajustement

x	STEUER ET WENZEL
o	BRADBERRY ET STEUER
o	ZOMBECK
■	NOTRE TRAVAIL



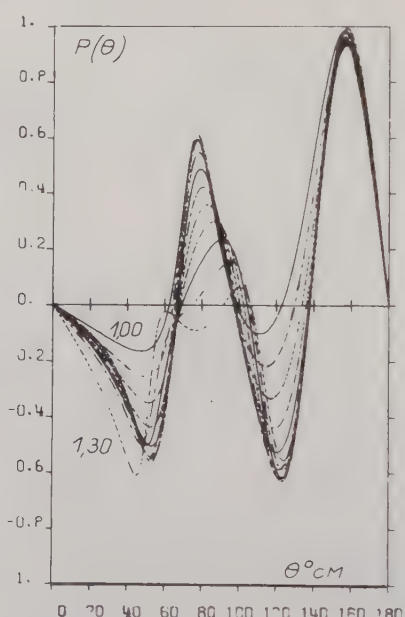
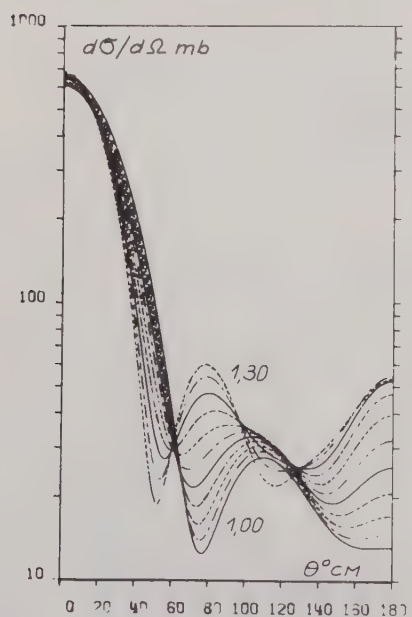
b

FIG. VI_4



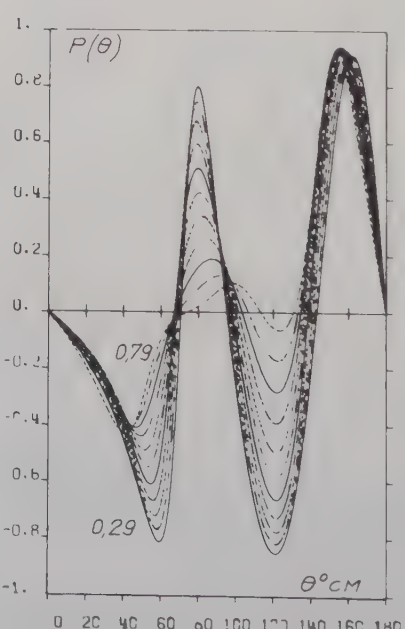
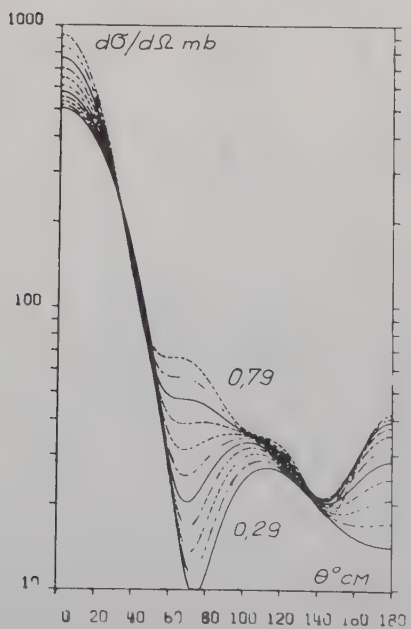
GRILLE SUR VSAX
35 à 75 MeV
Pas : 2 MeV

FIG VI_5



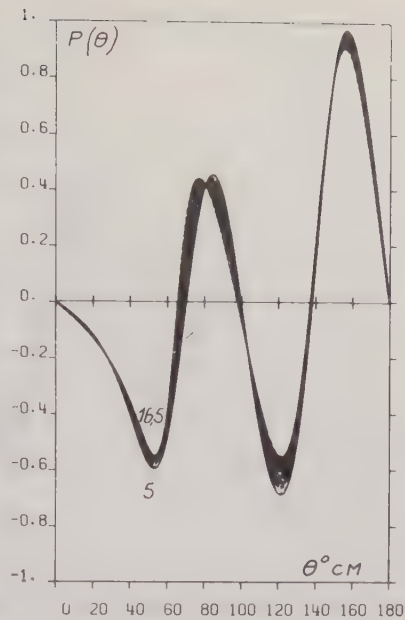
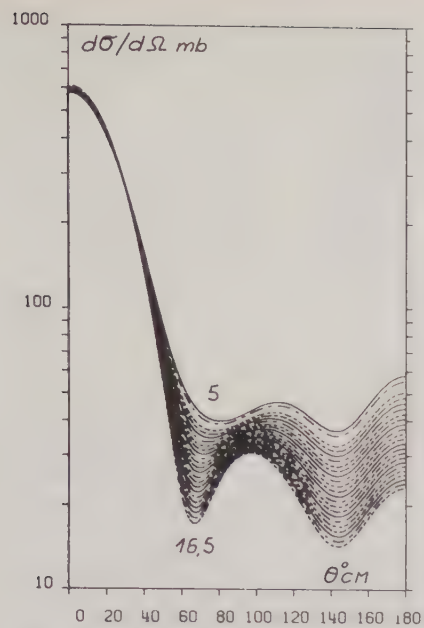
GRILLE SUR RSAX
1,00 à 1,30 fermi
Pas : 0,3 fermi

FIG VI_6



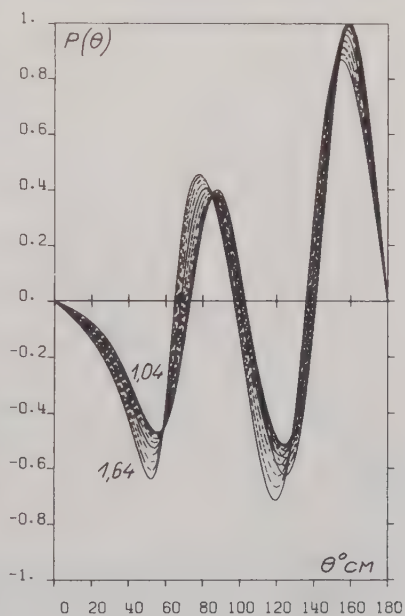
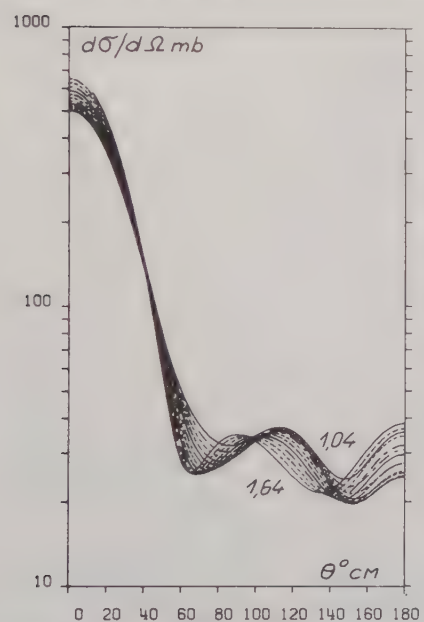
GRILLE SUR ASAX
0,29 à 0,79 fermi
Pas : 0,5 fermi

FIG VI_7



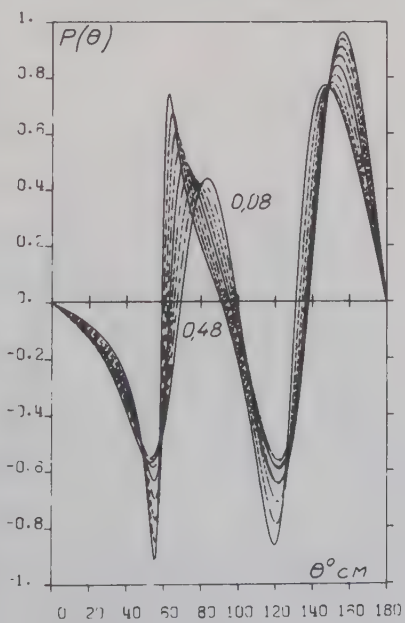
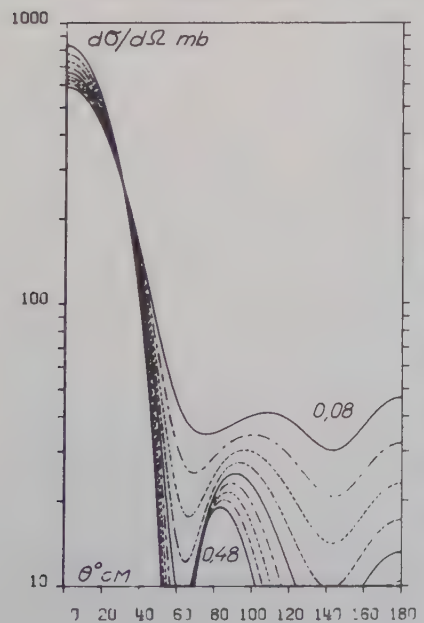
GRILLE SUR WSUR
5 à 16,5 MeV
Pas: 0,5 MeV

FIG. VI-8



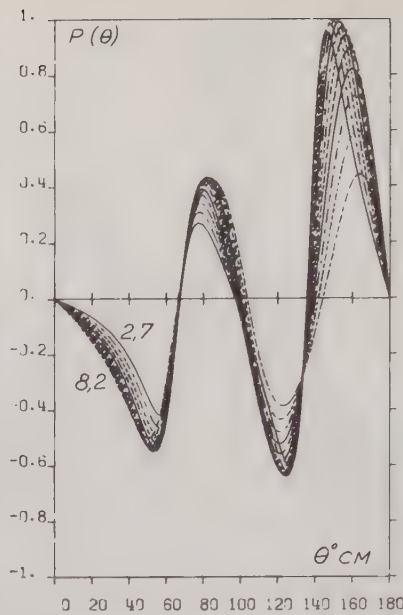
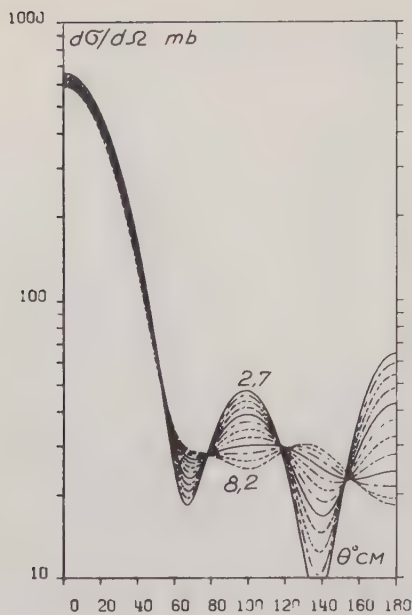
GRILLE SUR RSUR
1,04 à 1,64 Fermi
Pas : 0,05 Fermi

FIG. VI-9



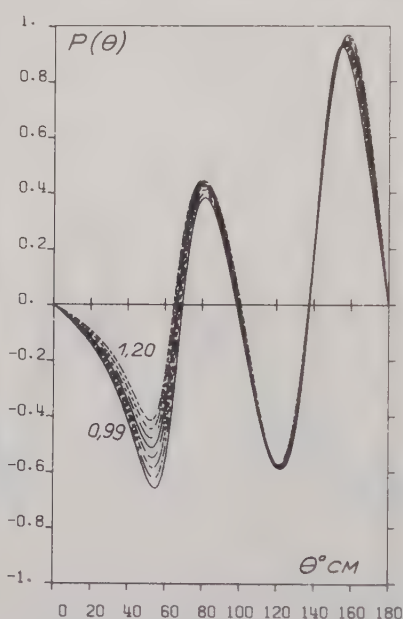
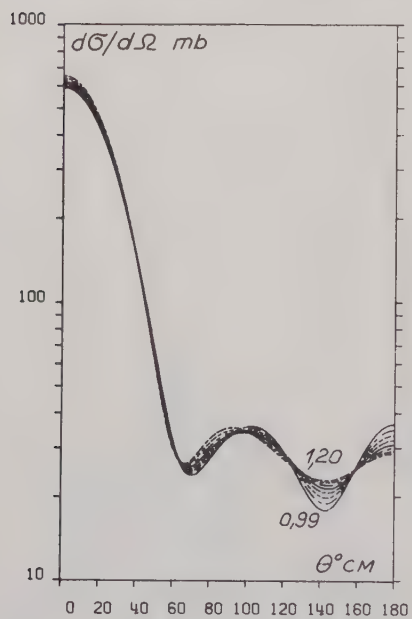
GRILLE SUR ASUR
0,08 à 0,48 Fermi
Pas : 0,05 Fermi

FIG VI-10



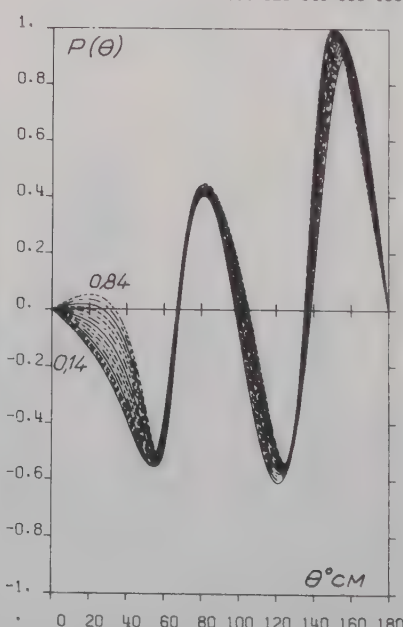
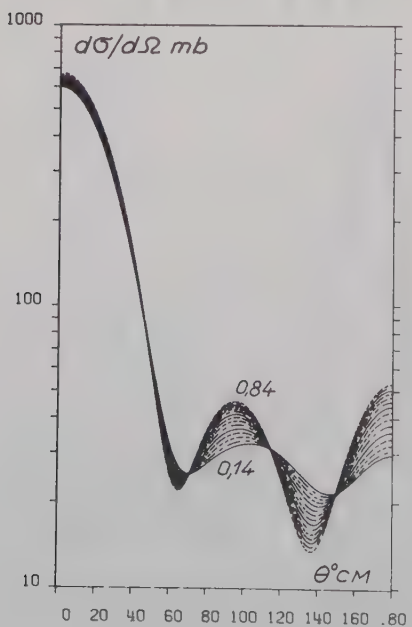
GRILLE SUR VLS
2,7 à 8,2 MeV
Pas : 0,5 MeV

FIG. VI-11



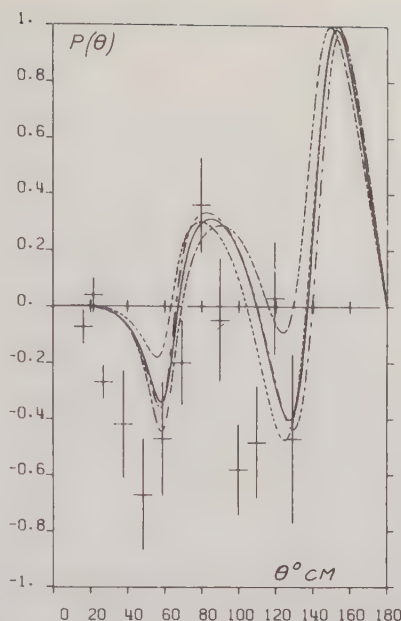
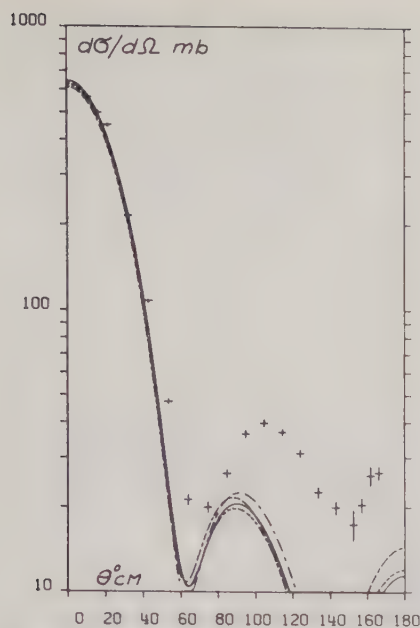
GRILLE SUR RLS
0,99 à 1,20 Fermi
Pas : 0,03 Fermi

FIG. VI-12



GRILLE SUR ALS
0,14 à 0,84 Fermi
Pas : 0,05 Fermi

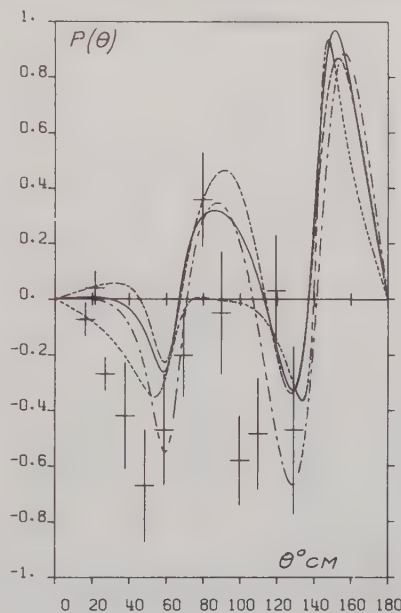
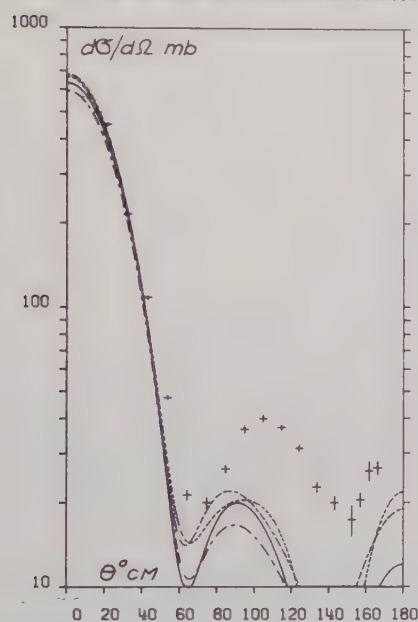
FIG. VI-13



AMPLITUDE POTENTIELLE
CALCULÉE AVEC LES PARAMÈ
TRES DE WATSON ADDITION
D'UNE ONDE RÉSONNANTE
RÉSONANCE DE LARGEUR
0,5 MeV
D'ÉLASTICITÉ 0,8 MeV

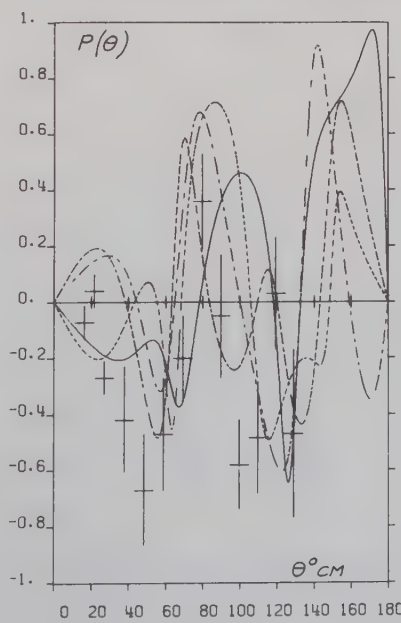
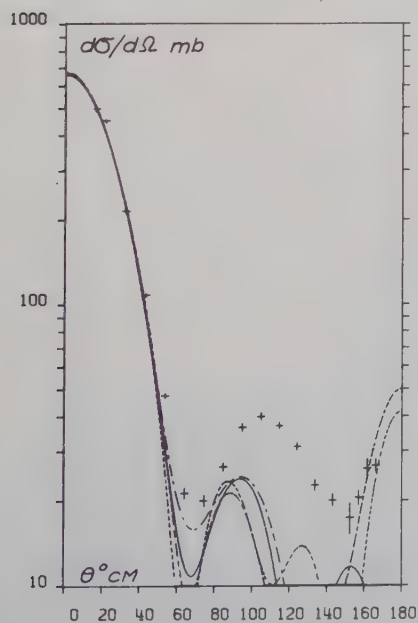
— Sans résonance
- - - Onde S 1/2
- - - Onde P 1/2
- - - Onde P 3/2

FIG. VI_14



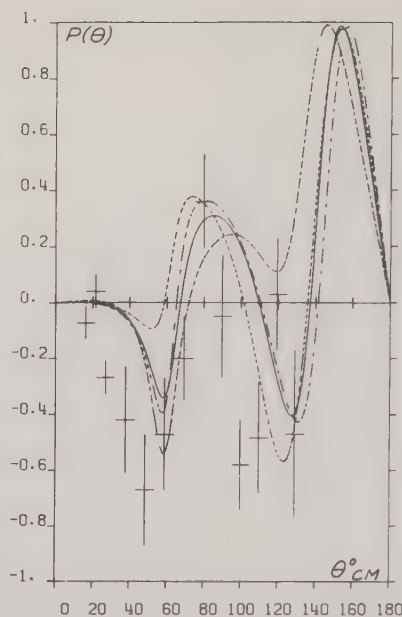
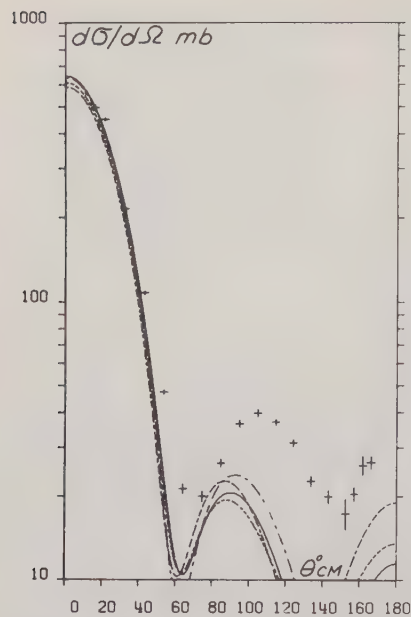
— Onde D 3/2
- - - Onde D 5/2
- - - Onde F 5/2
- - - Onde F 7/2

FIG. VI_15



— Onde G 7/2
- - - Onde G 9/2
- - - Onde H 9/2
- - - Onde H 11

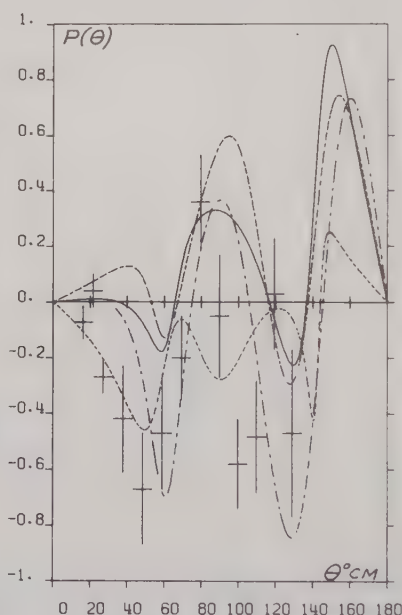
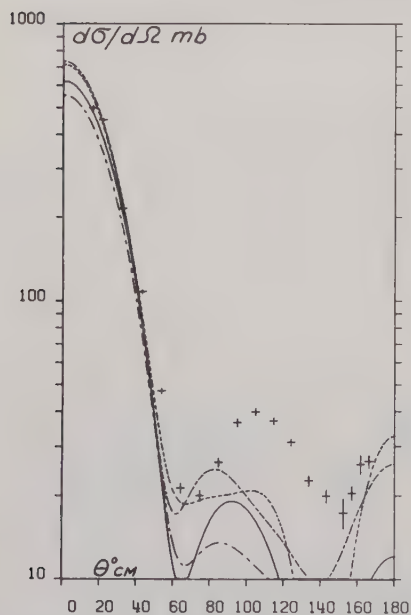
FIG. VI_16



AMPLITUDE POTENTIEL-
LE CALCULEE AVEC LES
PARAMETRES DE WATSON
ADDITION D'UNE ONDE
RESONNANTE. RESONAN-
CE DE LARGEUR 1 MeV
D'ELASTICITE 0.8 MeV.

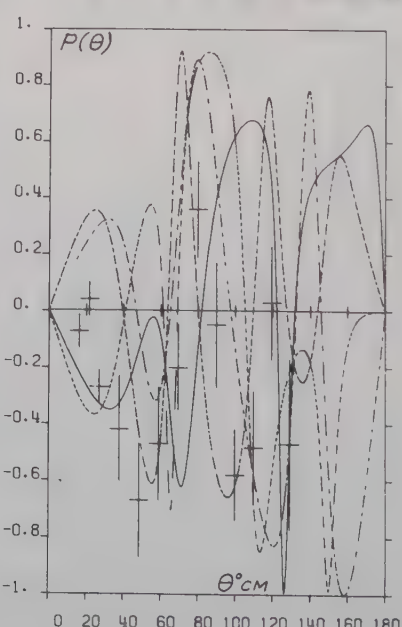
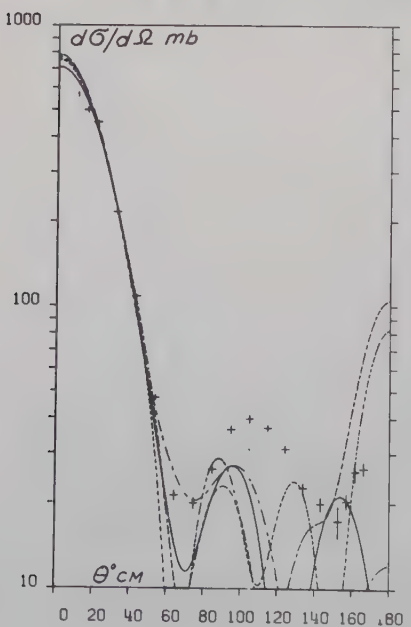
— Sans resonance
- - - Onde S 1/2
- - - Onde P 1/2
- - - Onde P 3/2

FIG VI_17



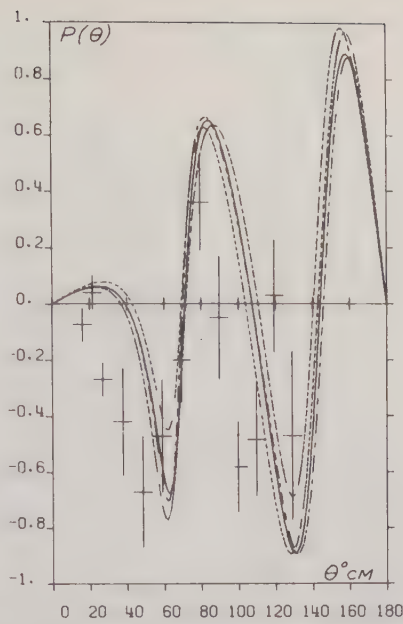
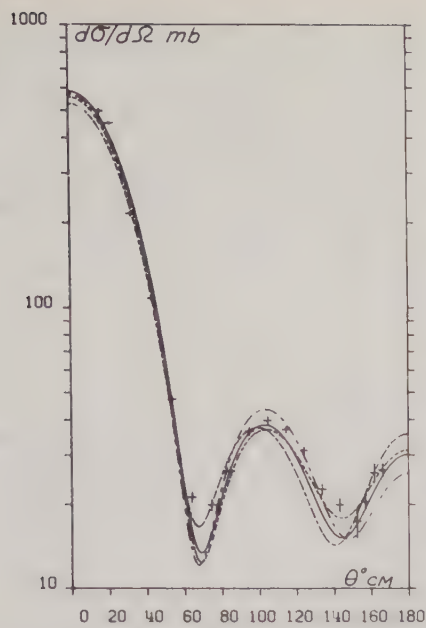
— Onde D 3/2
- - - Onde D 5/2
- - - Onde F 5/2
- - - Onde F 7/2

FIG. VI_18



— Onde G 7/2
- - - Onde G 9/2
- - - Onde H 9/2
- - - Onde H 11/2

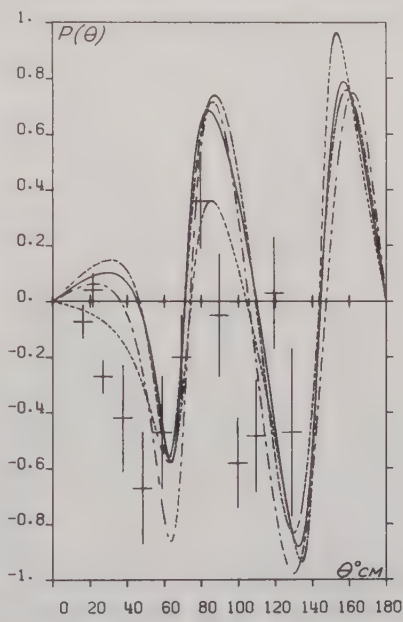
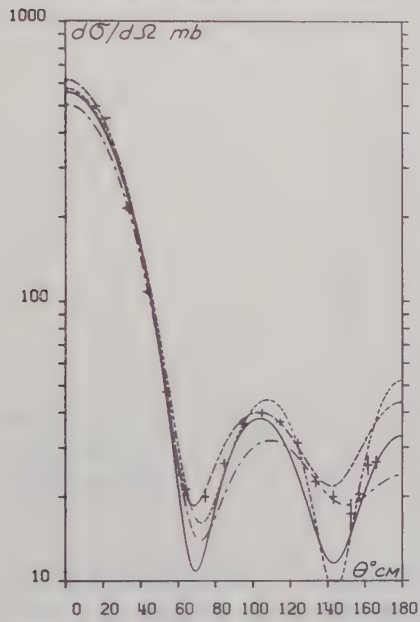
FIG. VI_19



AMPLITUDE POTENTIELLE CALCULEE AVEC LES PARAMETRES DE FRASCA ADDITION D'UNE ONDE RESONNANTE. RESONANCE DE LARGEUR 0,5 MeV D'ELASTICITE 0,8 MeV.

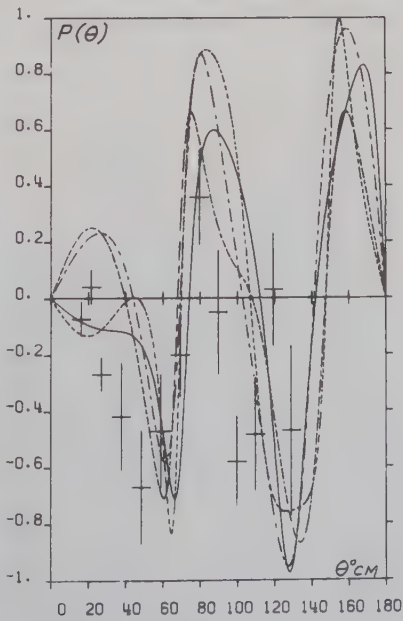
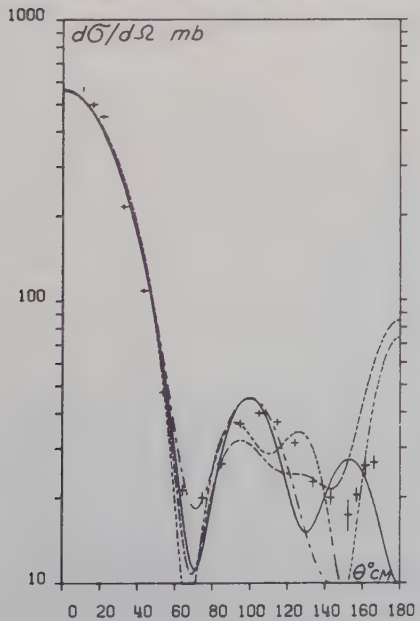
— Sans resonance
 - - - Onde S 1/2
 - - - Onde P 1/2
 - - - Onde P 3/2

FIG. VI_20



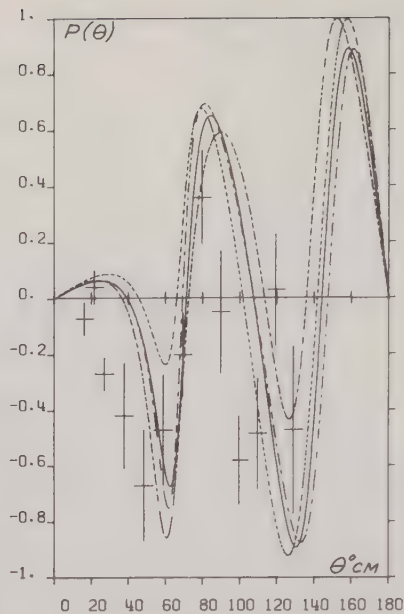
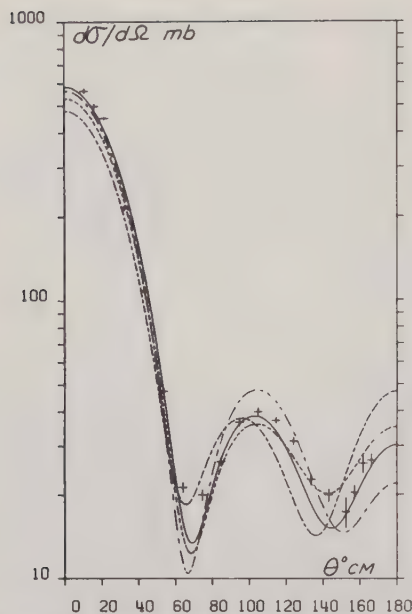
— Onde D 3/2
 - - - Onde D 5/2
 - - - Onde F 5/2
 - - - Onde F 7/2

FIG. VI_21



— Onde G 7/2
 - - - Onde G 9/2
 - - - Onde H 9/2
 - - - Onde H 11/2

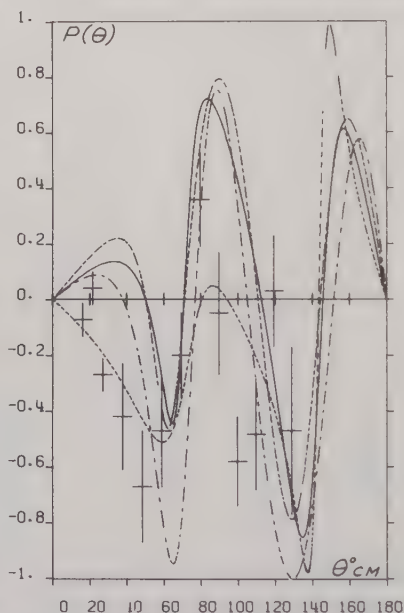
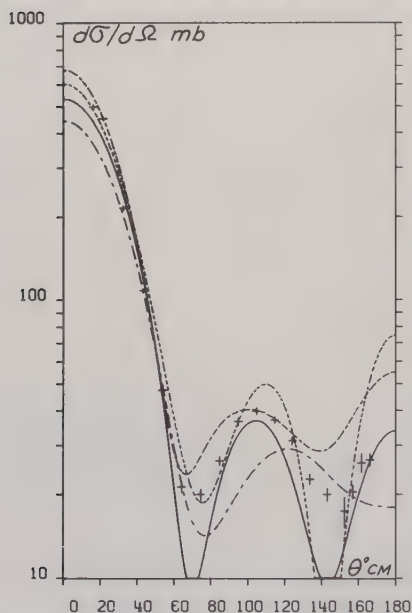
FIG. VI_22



AMPLITUDE POTENTIEL-
LE CALCULEE AVEC LES
PARAMETRES DE FRASCA
ADDITION D'UNE ONDE
RESONNANTE. RESONAN-
CE DE LARGEUR 1 MeV
D'ELASTICITE 0,8 MeV.

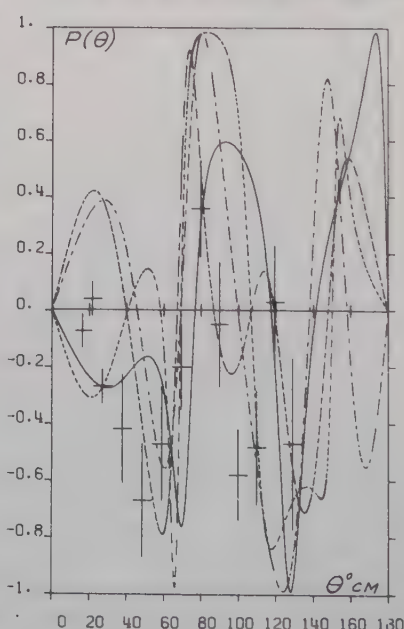
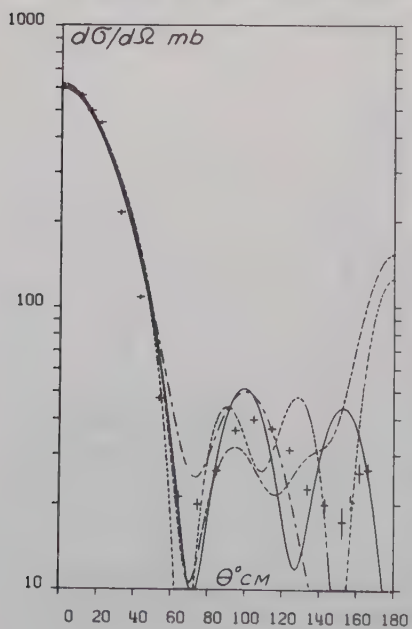
— Sans resonance
- - - - - Onde S 1/2
- - - - - Onde P 1/2
- - - - - Onde P 3/2

FIG. VI_23



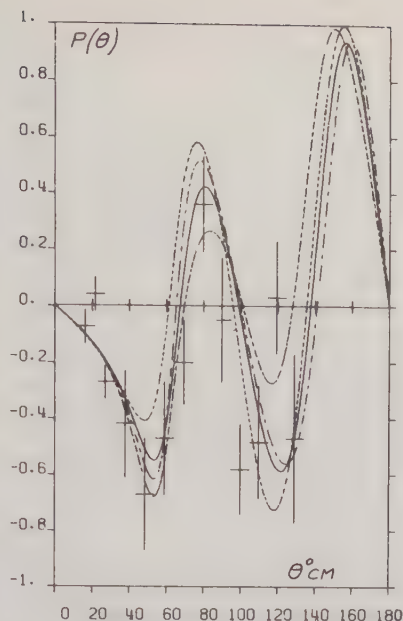
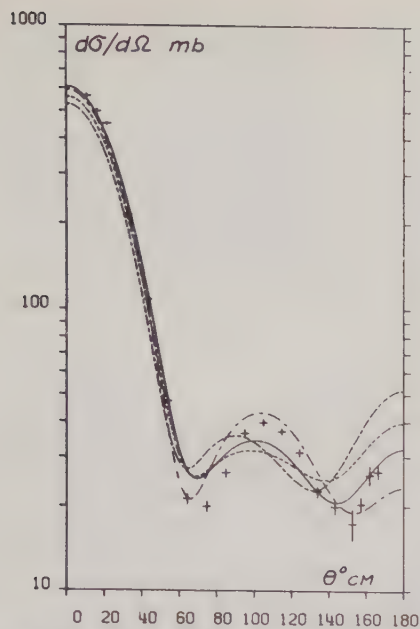
— Onde D 3/2
- - - - - Onde D 5/2
- - - - - Onde F 5/2
- - - - - Onde F 7/2

FIG. VI_24



— Onde G 7/2
- - - - - Onde G 9/2
- - - - - Onde H 9/2
- - - - - Onde H 11/2

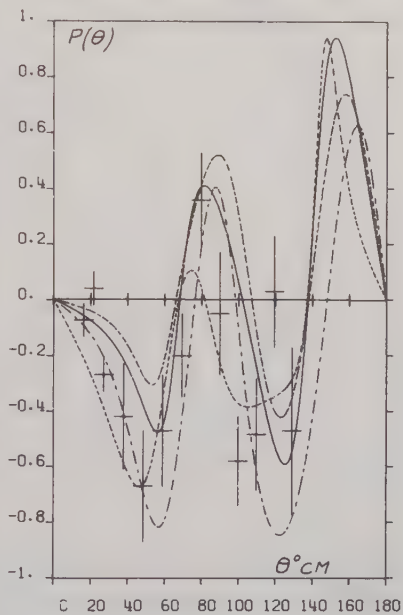
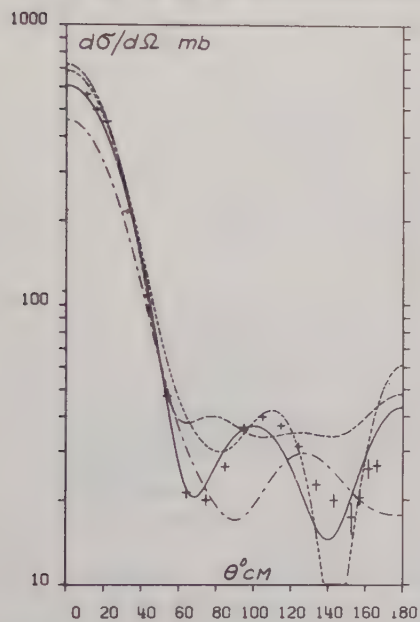
FIG. VI_25



AMPLITUDE POTENTIELLE
CALCULÉE AVEC NOS PARA-
MÈTRES
ADDITION D'UNE ONDE RÉ-
SONNANTE
RÉSONANCE DE LARGEUR
1 MeV
D'ÉLASTICITÉ 0,8 MeV

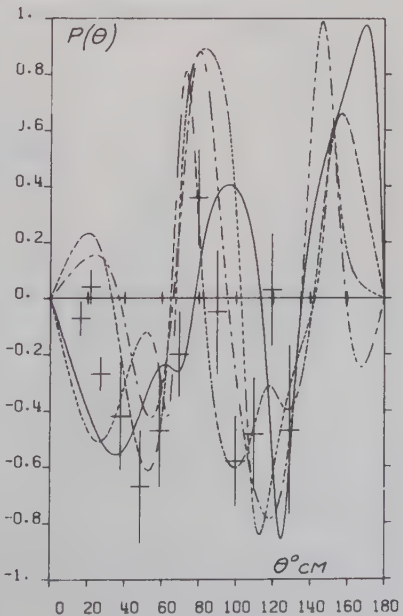
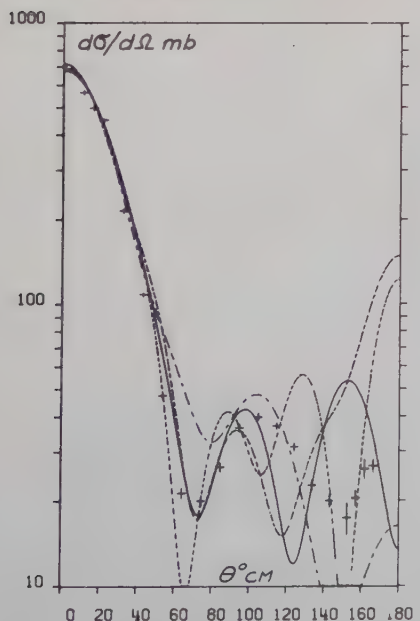
— Sans résonance
- - - Onde S 1/2
- - - Onde P 1/2
- - - Onde P 3/2

FIG. VI_26



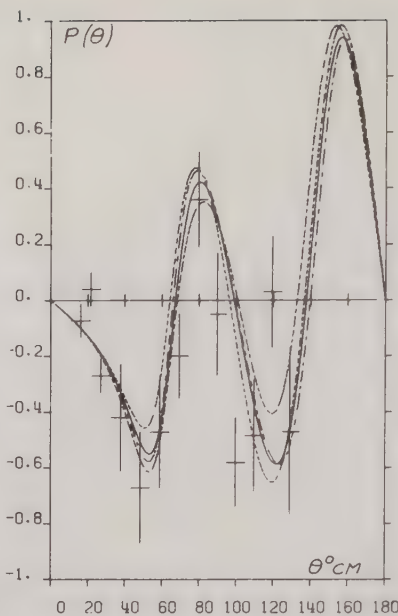
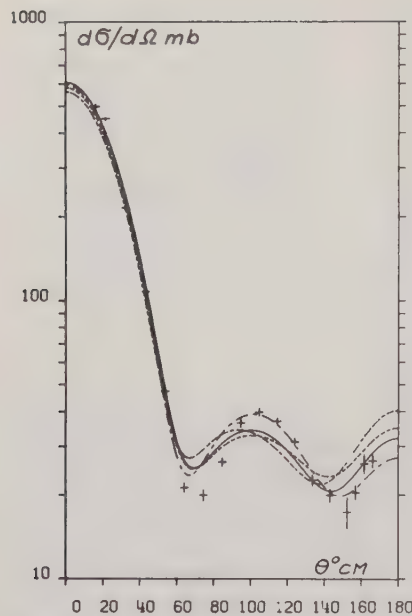
— Onde D 3/2
- - - Onde D 5/2
- - - Onde F 5/2
- - - Onde F 7/2

FIG. VI_27



— Onde G 7/2
- - - Onde G 9/2
- - - Onde H 9/2
- - - Onde H 11/2

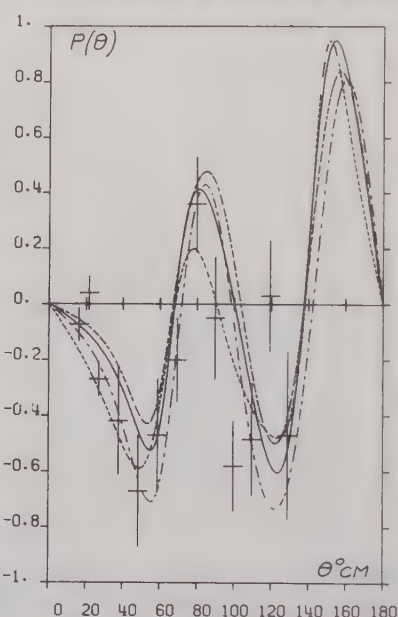
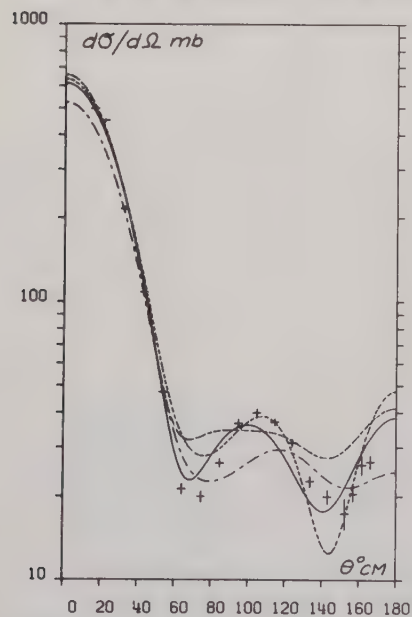
FIG. VI_28



AMPLITUDE POTENTIELLE
CALCULÉE AVEC NOS PA-
RAMÈTRES.
ADDITION D'UNE ONDE RÉ-
SONNANTE
RÉSONANCE DE LARGEUR
0,5 MeV
D'ÉLASTICITÉ 0,8 MeV

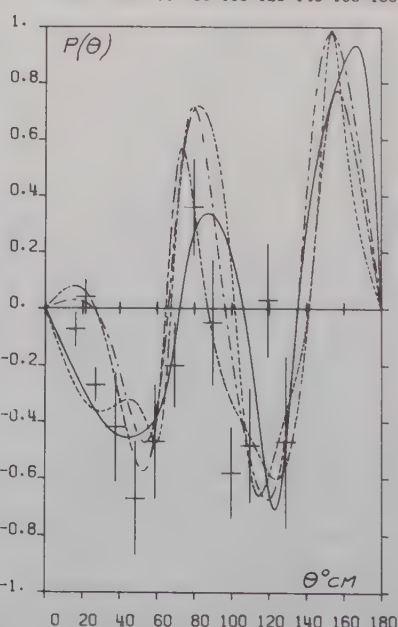
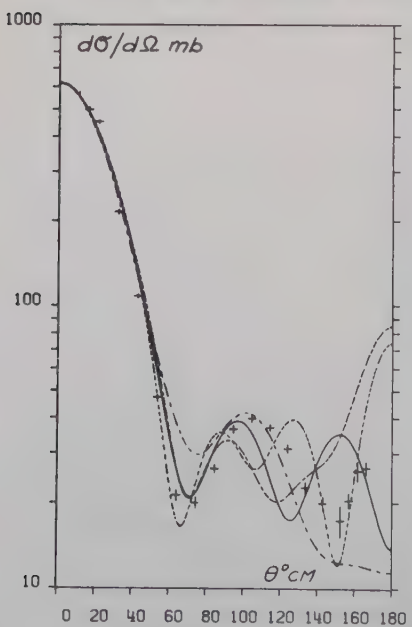
— Sans résonance
- - - Onde S 1/2
- - - Onde P 1/2
- - - Onde P 3/2

FIG VI.29



— Onde D 3/2
- - - Onde D 5/2
- - - Onde F 5/2
- - - Onde F 7/2

FIG.VI.30



— Onde G 7/2
- - - Onde G 9/2
- - - Onde H 9/2
- - - Onde H 11/2

FIG.VI.31

---- RESONANCE F 7/2 LARG 0.5
 - - - - RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 RESONANCE D 5/2 LARG 0.5
 ——— RESONANCE D 3/2 LARG 0.5

90.

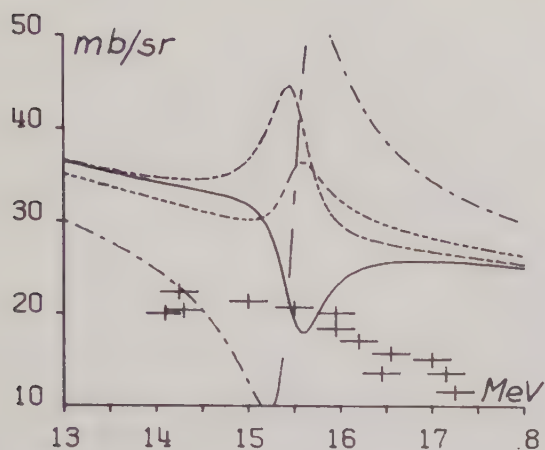


FIG. VI-33

---- RESONANCE F 7/2 LARG 0.5
 - - - - RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 RESONANCE D 5/2 LARG 0.5
 ——— RESONANCE D 3/2 LARG 0.5

54.75

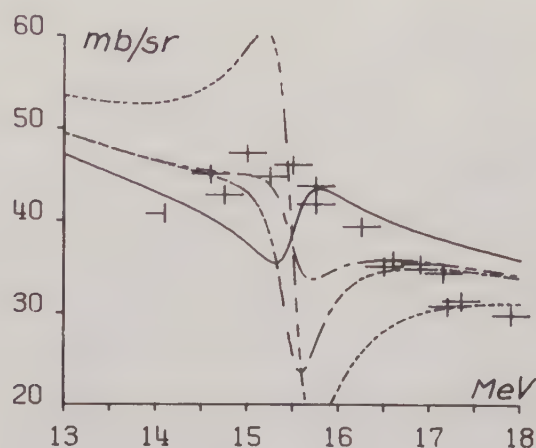


FIG. VI-35

---- RESONANCE P 3/2 LARG 0.5
 - - - - RESONANCE P 1/2 LARG 0.5
 RESONANCE S 1/2 LARG 0.5
 ——— COURBE SANS RESONANCE

90.

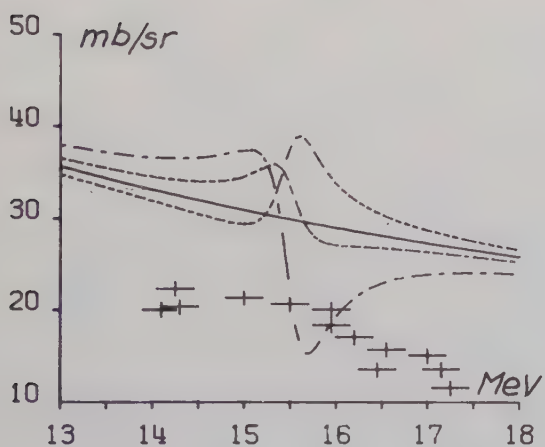


FIG. VI-32

---- RESONANCE P 3/2 LARG 0.5
 - - - - RESONANCE P 1/2 LARG 0.5
 RESONANCE S 1/2 LARG 0.5
 ——— COURBE SANS RESONANCE

54.75

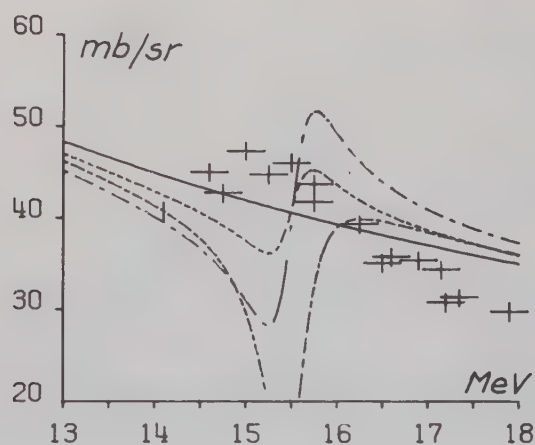


FIG. VI-34

—+— Points expérimentaux de BORELI et al (Bo 68)

----- RESONANCE F 7/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE D 5/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE D 3/2 LARG 0.5

39.2

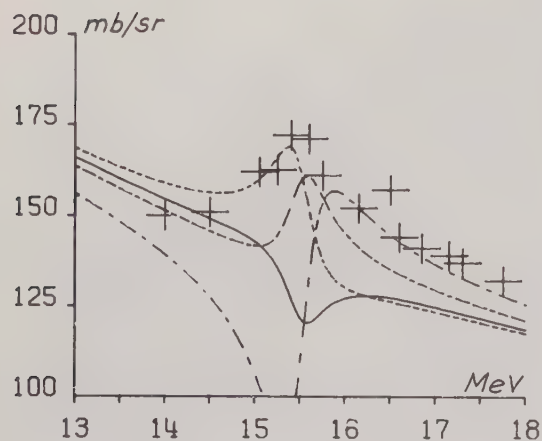


FIG.VI-37

----- RESONANCE F 7/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE D 5/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE D 3/2 LARG 0.5

30.5

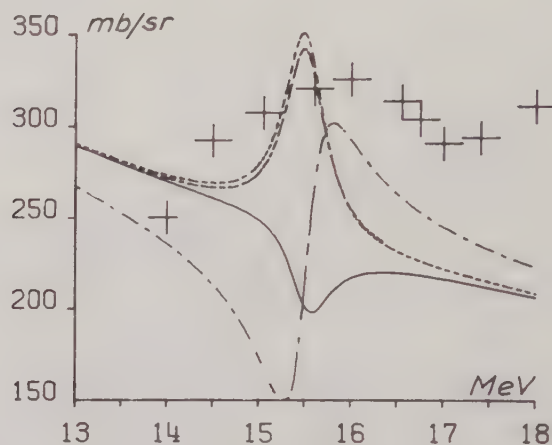


FIG.VI-39

----- RESONANCE P 3/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE P 1/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE S 1/2 LARG 0.5
 ----- COURBE SANS RESONANCE

39.2

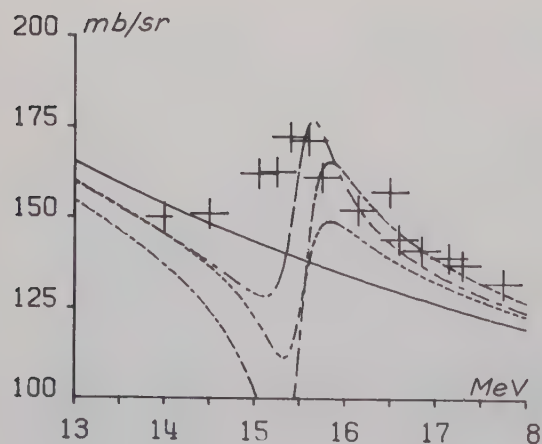


FIG.VI-36

----- RESONANCE P 3/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE P 1/2 LARG 0.5
 ----- RESONANCE S 1/2 LARG 0.5
 ----- COURBE SANS RESONANCE

30.5

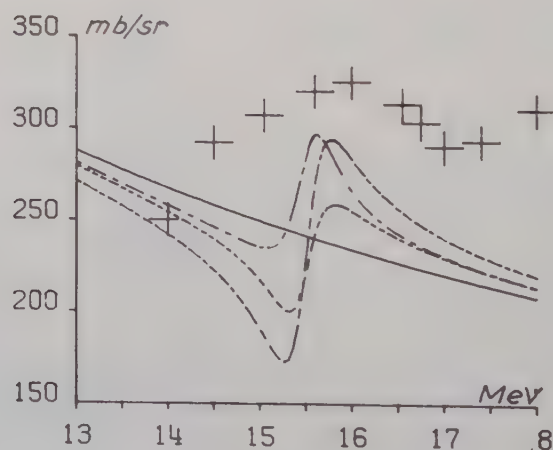


FIG.VI-38

+ Points expérimentaux de BORELI et al (Bo 68)

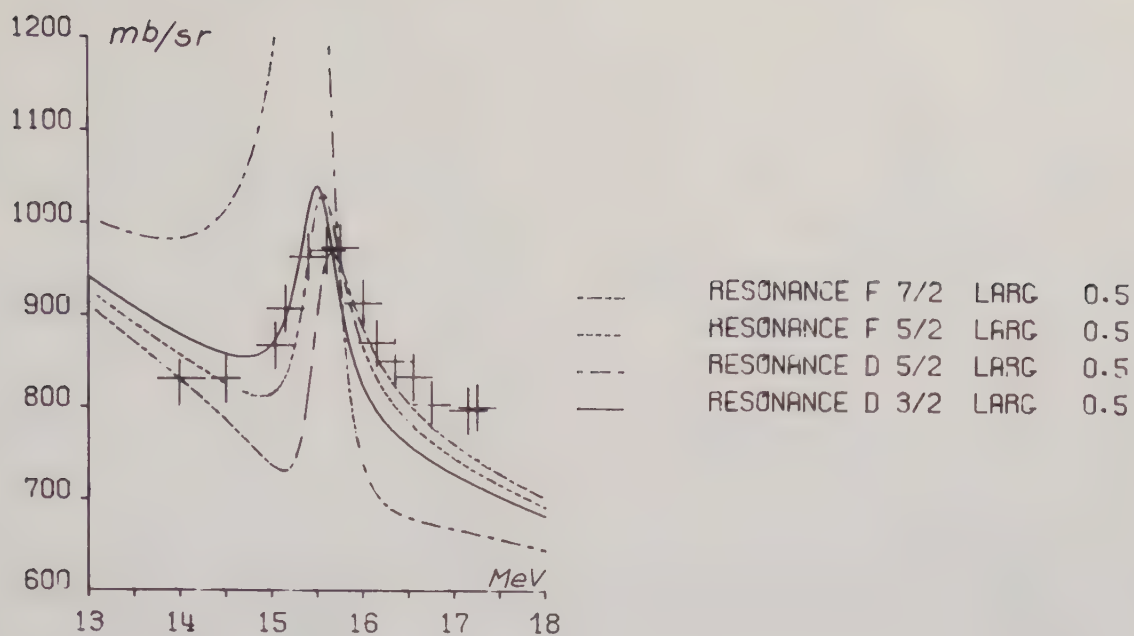


FIG. VI_41

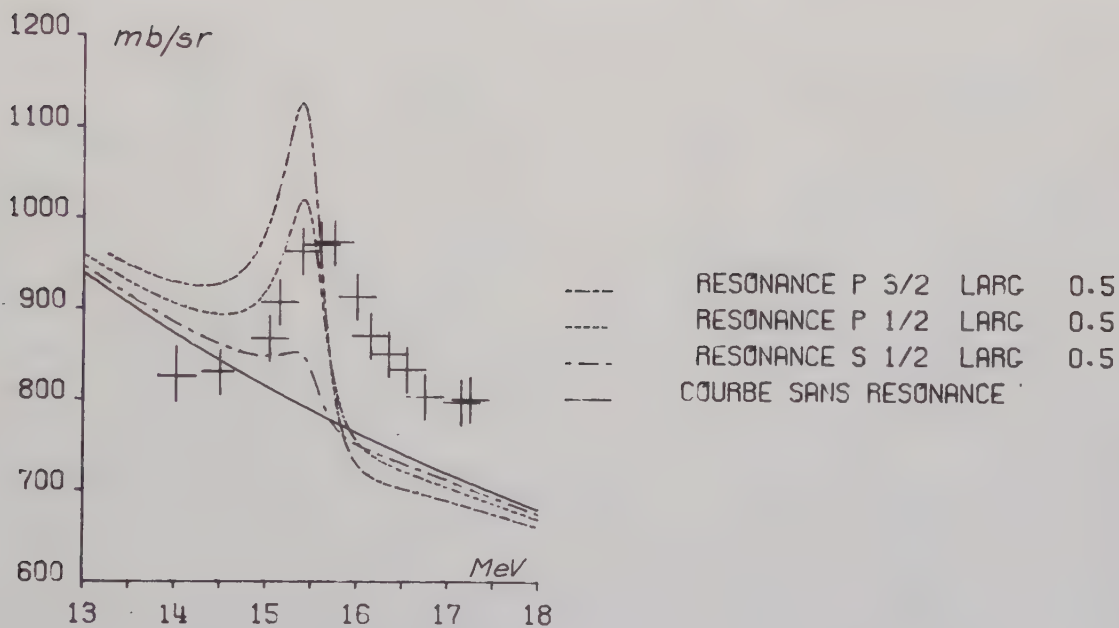


FIG. VI_40

Courbes d'excitation. Section efficace totale

..... RESONANCE F 5/2 LARG 1.
 --- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 — COURBE SANS RESONANCE

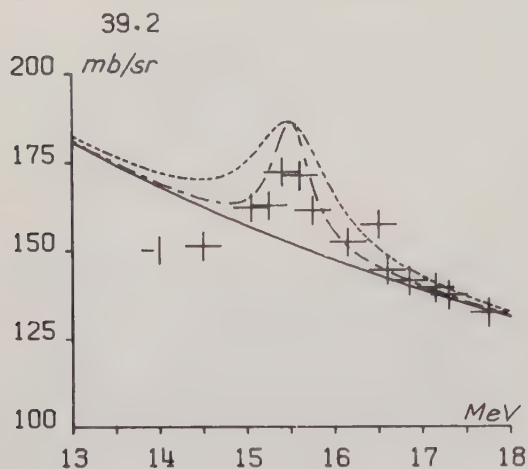


FIG. VI-42

..... RESONANCE F 5/2 LARG 1.
 --- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 — COURBE SANS RESONANCE

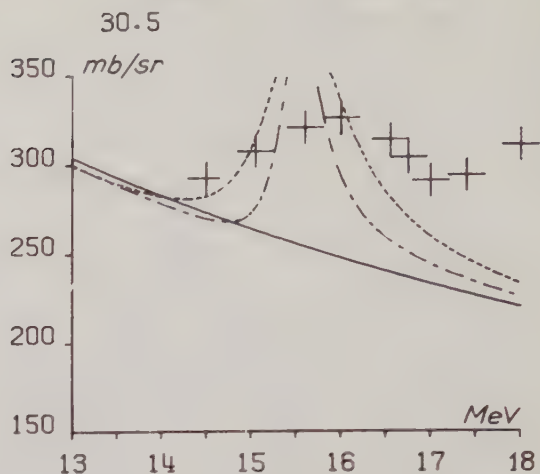


FIG. VI-43

..... RESONANCE F 5/2 LARG 1.
 --- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 — COURBE SANS RESONANCE

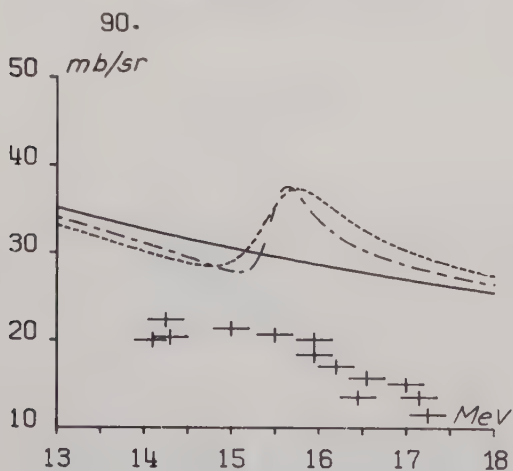


FIG. VI-44

..... RESONANCE F 5/2 LARG 1.
 --- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 — COURBE SANS RESONANCE

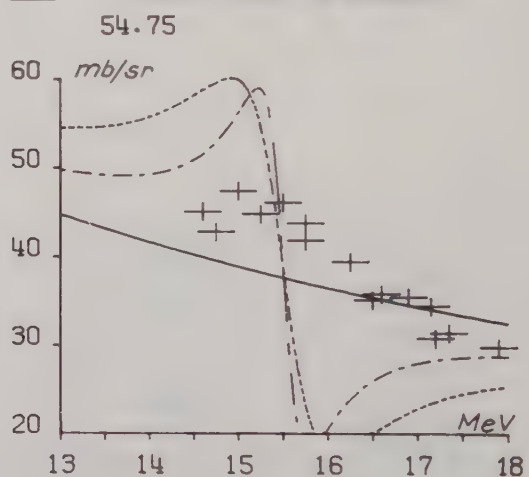
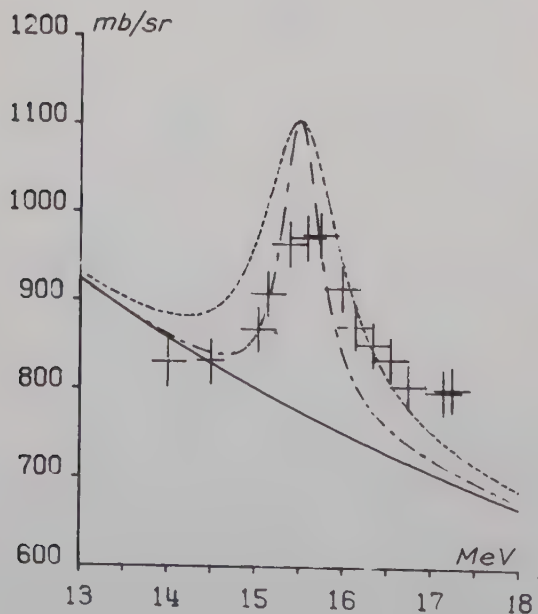
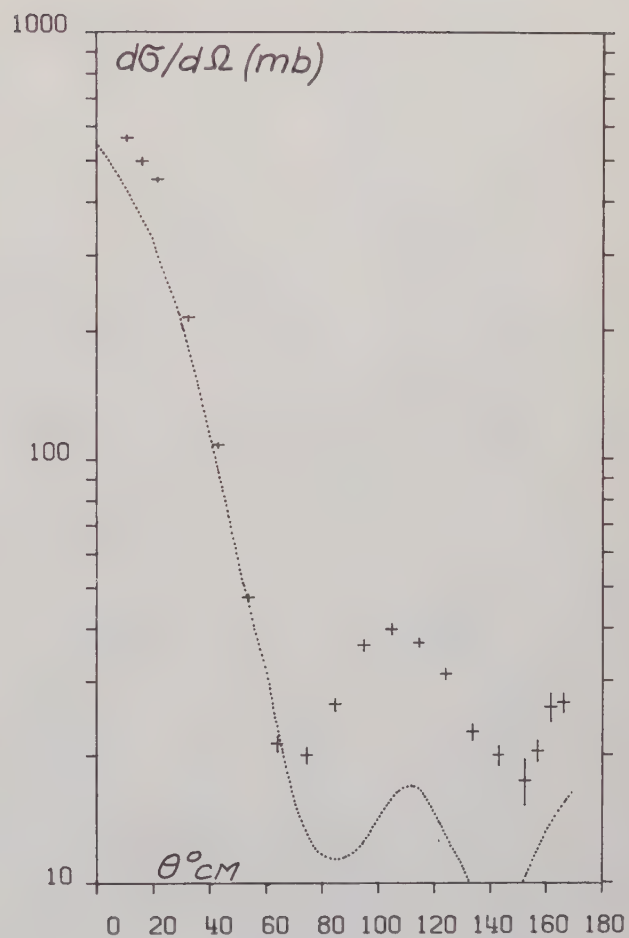
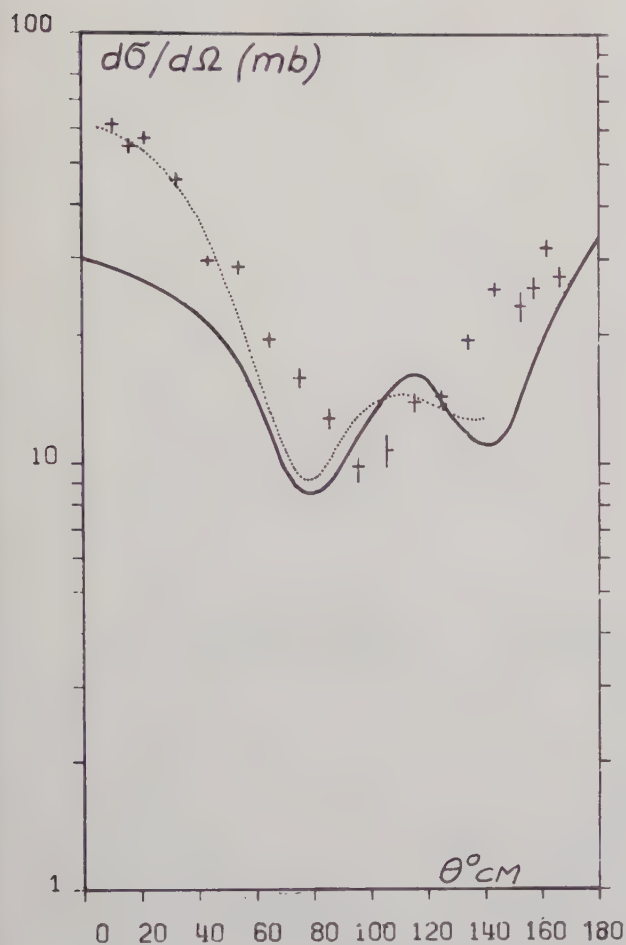


FIG. VI-45



..... RESONANCE F 5/2 LARG 1.
 --- RESONANCE F 5/2 LARG 0.5
 — COURBE SANS RESONANCE
 $\sigma_{TOT.}$

FIG. VI-46



— *DwBA* collectif CLARKE $\beta_2=0.82$

..... BLOORE et BRENNER

FIG.VI-47

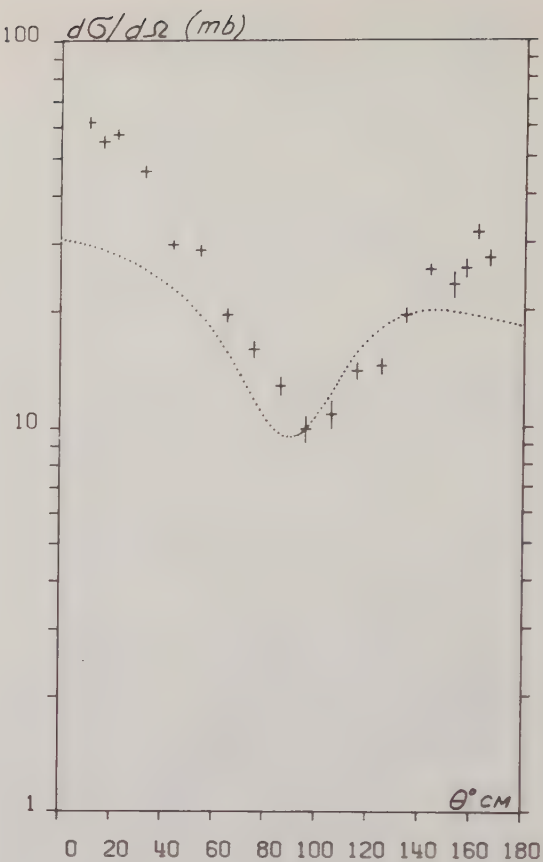
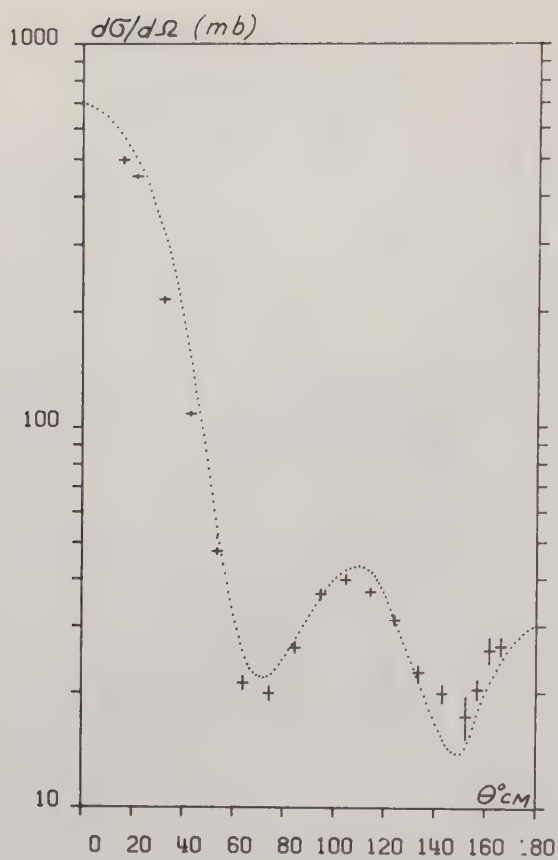


FIG. VI-48

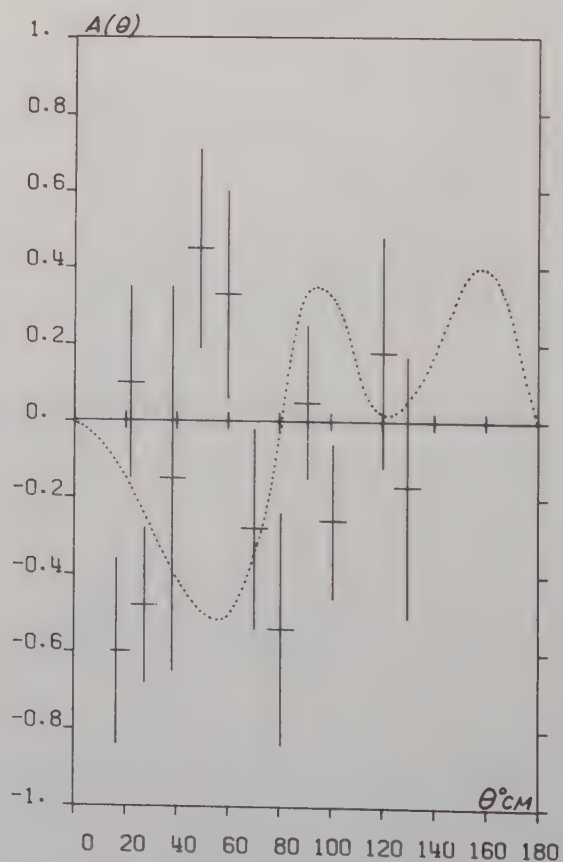
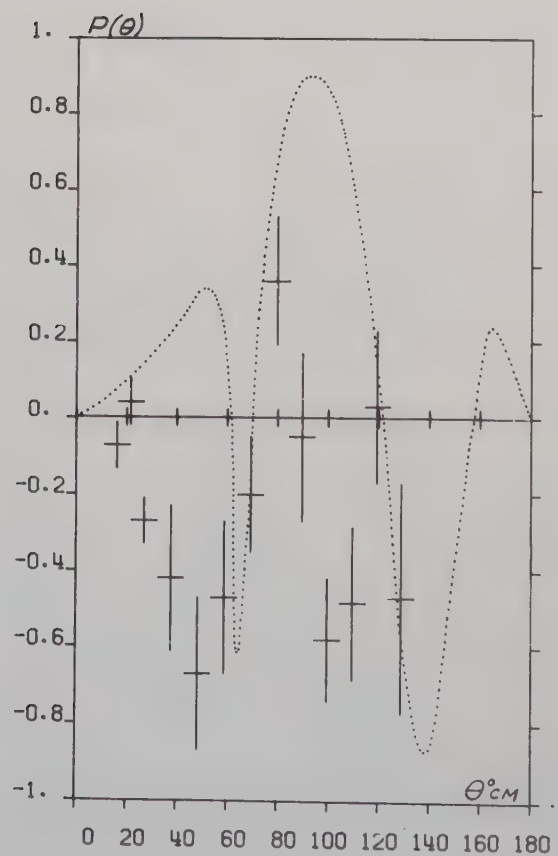


FIG. VI-49

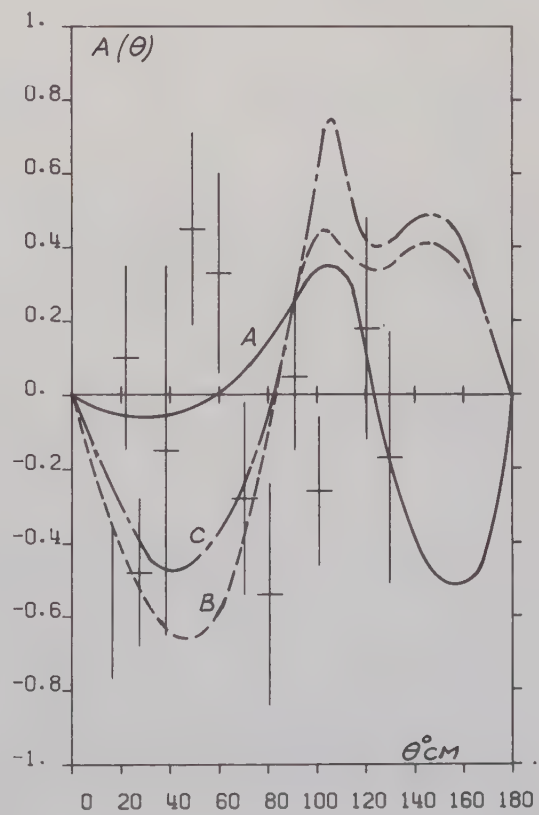
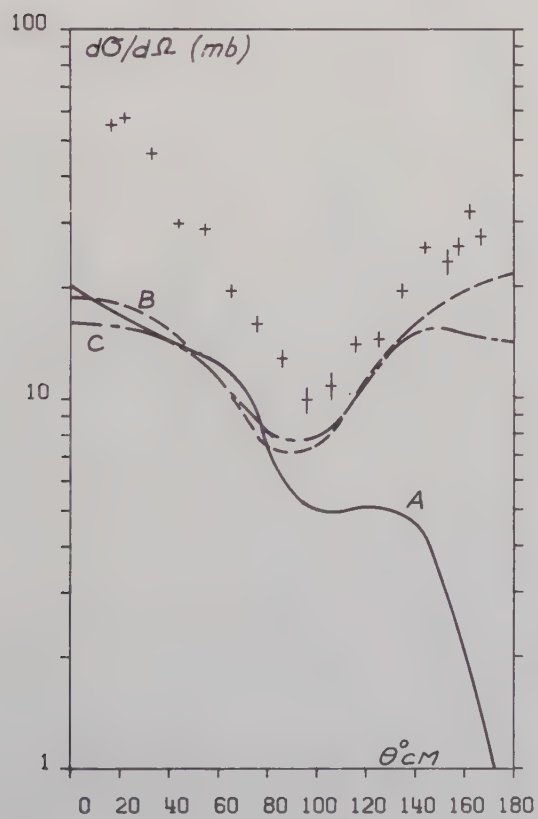
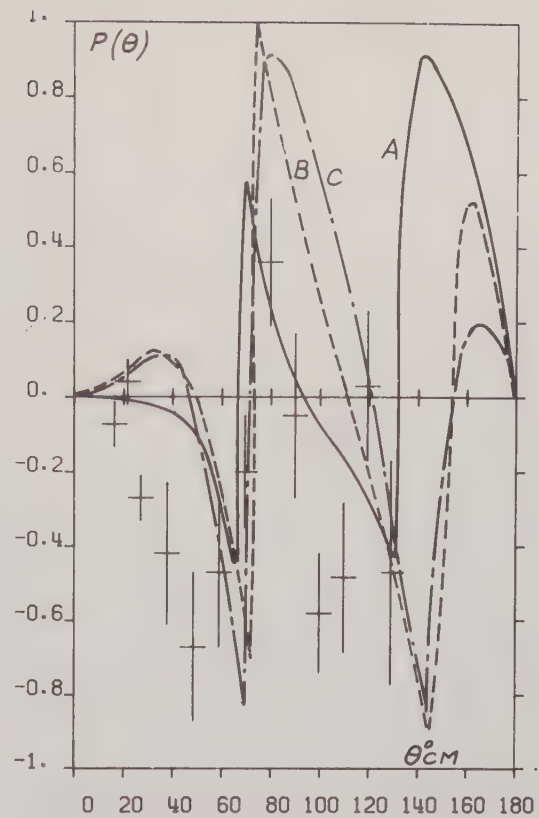
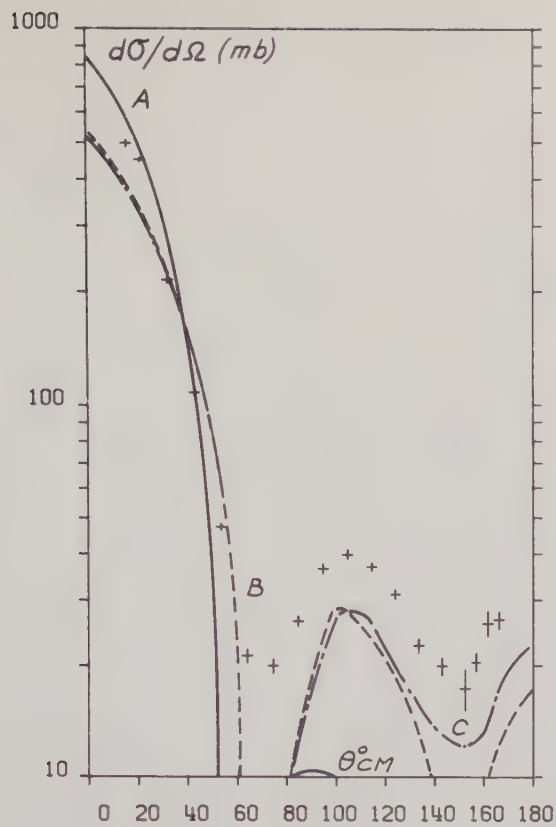


FIG. VI_50

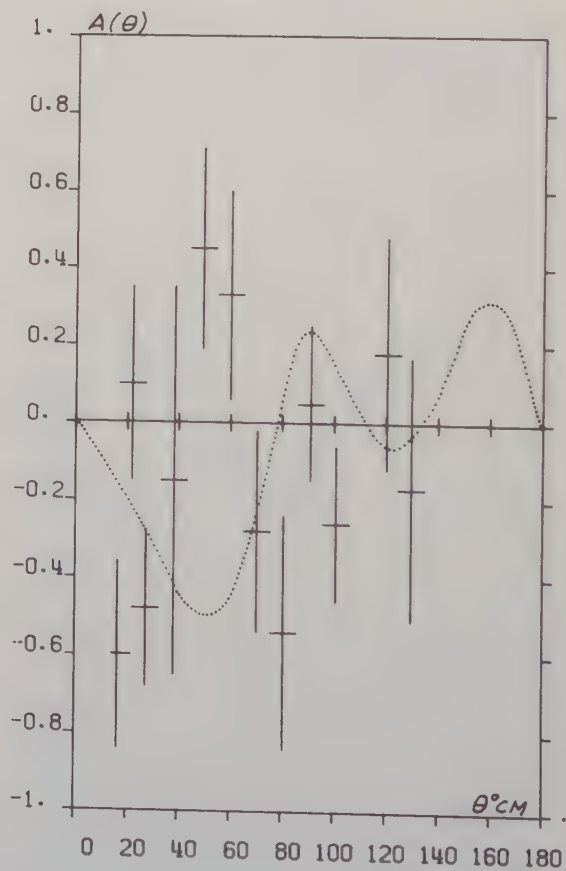
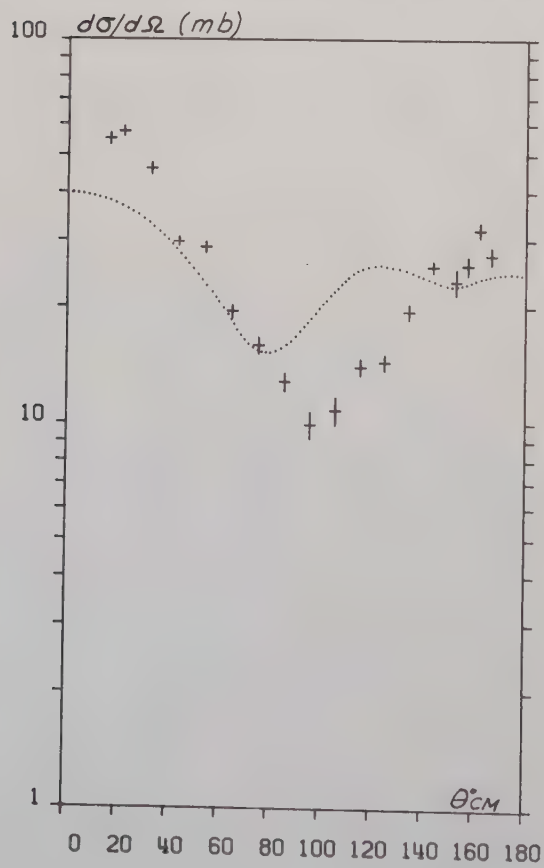
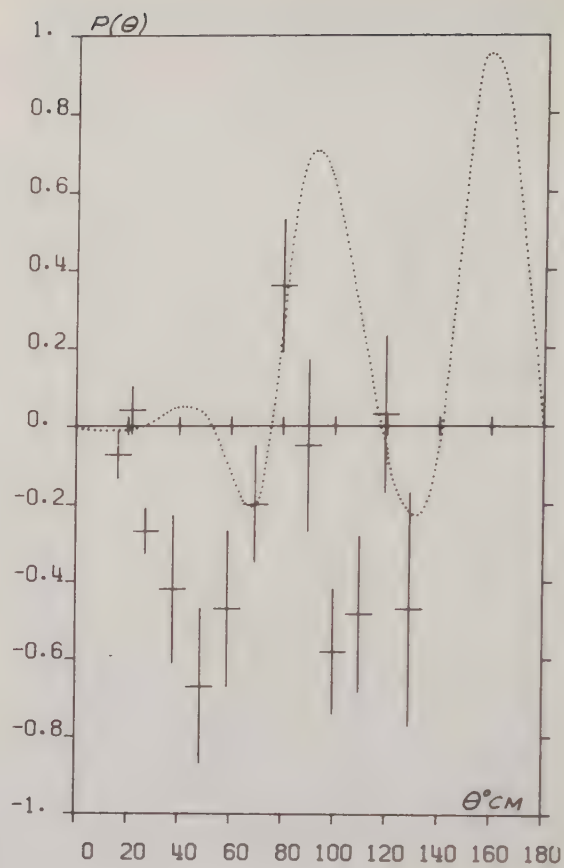
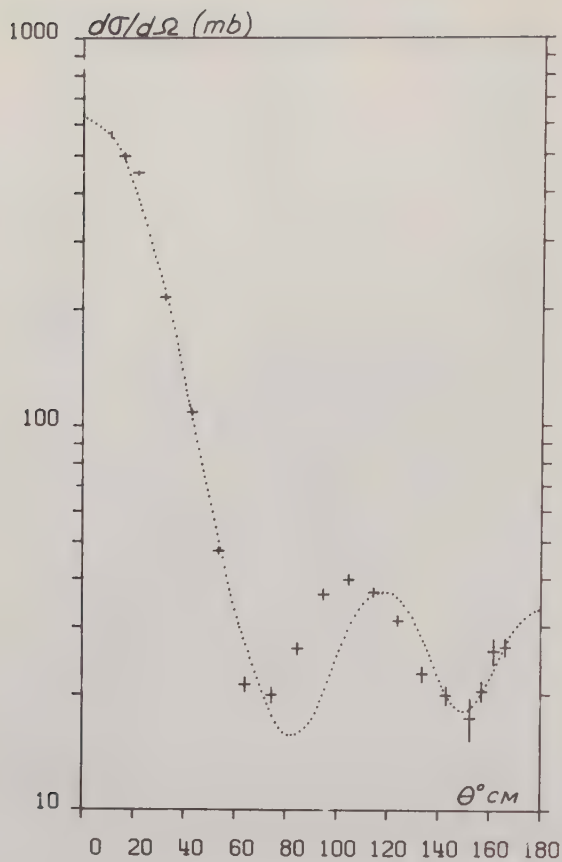


FIG.VI-51

C O N C L U S I O N

=====

Nos mesures, en raison de la petitesse des effets physiques analysés et du faible flux du générateur en régime polarisé, ont été des mesures de longue durée (150 à 300 heures réparties sur 1 à 2 mois par position géométrique). Ces caractéristiques ont conditionné l'acquisition des données et ont rendu nécessaires les corrections des dérives électroniques qui sur d'aussi longues durées sont inévitables.

Nous avons ainsi mesuré la polarisation en diffusion élastique de 15° à 125° (lab.). Nos mesures forment un ensemble homogène qui relie les résultats de Zombeck (Zo 67) de 26° à 88° et des mesures plus anciennes vers l'arrière de 80° à 130° (St 63 et Br 65).

L'accord est excellent jusque vers 60° . Au delà les différentes mesures sont plus dispersées.

L'accord est aussi très bon avec les mesures de Mack (Ma 68 et 70) à 15,85 MeV ce qui est assez surprenant étant donné qu'il y a une forte résonance du système $n\text{-C}^{12}$ à 15,8 MeV.

Nous avons aussi mesuré l'asymétrie en diffusion inélastique par excitation du niveau 2^+ de 4,43 MeV de 15° à 125° (lab.).

Disposant ainsi les données expérimentales de section efficace et de polarisation en diffusion élastique, de section efficace et d'asymétrie en diffusion inélastique nous avons essayé d'appliquer une description macroscopique à la diffusion $n\text{-C}^{12}$.

Nous avons débuté par l'analyse des résultats de diffusion élastique. Les valeurs "usuelles" des paramètres du potentiel optique permettent d'ajuster la section efficace et non la polarisation. Nous avons mis en évidence le paramètre A_{LS} (épaisseur de surface du terme de couplage spin-orbite) dont l'effet est dominant pour l'ajustement de la polarisation. Ainsi nous présentons un jeu de paramètres qui ajustent simultanément la section efficace et la polarisation. La valeur anormalement élevée du terme d'absorption est due au fait que dans un traitement isolé de la voie élastique il doit rendre compte du couplage très fort de la 1^{ère} voie inélastique ($\sigma_{tot}^2 + = 215 \text{ mb}$ pour $\sigma_{tot}^{\text{élas}} = 850 \text{ mb}$). Toutefois ce potentiel donne une section efficace totale de réaction sensiblement trop faible (350 mb au lieu de 600 mb mesurés).

Nous avons aussi étudié l'influence de la résonance de 15,8 MeV mise en évidence par Boreli et al. (Bo 68). Cette résonance présente une largeur de 0,5 à 1 MeV et est presque totalement élastique. En utilisant nos paramètres pour décrire la partie lentement variable en fonction de l'énergie de la section efficace, nous avons calculé les courbes d'excitation de 13 à 18 MeV en attribuant à la résonance toutes les valeurs possibles de moment angulaire total de $J = 1/2$ à $J = 11/2$. Ces calculs ajoutés à ceux des distributions angulaires de la section efficace et de la polarisation à 14 MeV incluant les effets résonnants ne permettent pas de déterminer avec certitude les nombres quantiques de cette résonance, mais donnent une limitation importante des valeurs possibles : $S 1/2$, $P 1/2$ ou $P 3/2$.

Nous avons terminé l'essai d'interprétation de nos résultats expérimentaux par l'étude de la première voie inélastique à l'aide de la méthode des canaux couplés, méthode qui s'impose en raison du fort couplage avec la

voie élastique. Nous prenons pour le carbone 12 un modèle vibrationnel.

Cette fois, nous n'avons pu réussir à ajuster simultanément les sections efficaces différentielles et les asymétries. Lorsque nous ajustons les sections efficaces nous ne rendons plus compte de la polarisation en diffusion élastique.

Toutefois, cet accord pour les sections efficaces est obtenu avec un paramètre de déformation quadrupolaire β_2 de -0,6 à -0,8. Ces valeurs énormes ne peuvent se concevoir qu'en considérant une structure à trois quarts du noyau de C^{12} et dans ce cas une analyse par un modèle macroscopique n'est plus très réaliste. Il serait, en fait, nécessaire de faire une analyse microscopique à l'aide de fonctions d'onde exactes, mais la théorie n'est pas encore complètement au point.

En conclusion malgré la faible précision de nos mesures d'asymétrie en diffusion inélastique, celles-ci ne peuvent pas être encore interprétées dans l'état actuel des études théoriques. Bien que des résultats remarquables aient été obtenus dans l'analyse des diffusions inélastiques de protons polarisés sur les noyaux moyens (Ra 71), les modèles semblent trop grossiers pour interpréter les effets de polarisation sur les noyaux légers.

Ka 69	KAHANE, SENE, DELPIERRE, HEYMAN Rev. Phys. Appl. 4 1969 (257).
La 55	LAKIN Phys. Rev. 98 1955 (139).
Oh 67	OHLSEN Phys. Rev. 164 1967 (1268).
Oh 70	OHLSEN, GAMMEL, KEATON Rapport LA 4492 MS 1970.
Th 60	THIRION, BEURTEY, PAPINEAU 1 ^{er} Inter. Symp. on polar. Phenomena Bale 1960 (108).
Zo 67	ZOMBECK Bull. Am. Phys. Soc. 12 1967 (500).

Références dispositif de mesure :

La 60	LANSDORF Fast neutron physics 1960.
Me 69	MEULDERS Thèse Université de LOUVAIN 1969.
Op 66	OPSELUND Nucl. Inst. Meth. 40 1966 (291).
Se 69	SENE, KAHANE, DELPIERRE, HEYMAN, Rev. Phys. Appl. 4 1969 (245).
Sm 67	SMITH Nucl. Inst. Meth. 50 1967 (277).
Va 63	VAN ZURK Rapport C.E.A. Thèse GRENOBLE 1963.
Va 62	VAUCHER, GRIN, JOSEPH Helv. Phys. Acta 35 1962 (300).

Référence Exploitation des résultats :

Gr 67	GRIN Thèse université de LAUSANNE 1967.
-------	---

Référence Résultats expérimentaux :

Bo 68	BORELI, KINSEY, SHRIVASTAVA Phys. Rev. 174 1968 (1147).
Br 65	BRADBERRY, STEUER Bull. Am. Phys. Soc. 10 1965 (261).

- Ma 68 MACK, MERTENS Zeits. für Phys. 212 1968 (347) et (365).
- Ma 70 MACK, MERTENS 3^{ème} Inter. Symp. on polar. phenomena in nuclear reactions Madison 1970.
- Ro 62 ROSEN, DARRIULAT, FARAGGI, GARIN Nucl. Phys. 33 1962 (458).
- St 63 STEUER, WENZEL Bull. Am. Phys. Soc. 8 1963 (11).
- Zo 67 ZOMBECK Bull. Am. Phys. Soc. 12 1967 (500).

Référence analyse théorique.

- Ab 69 ABRALL, BARON, CAURIER, MONSONEGO Nucl. Phys. A 131 1969 (609).
- Bj 58 BJORLUND, FERNBACH Phys. Rev. 109 1958 (1295).
- Bl 70 BLAIR, GLASHAUSSER, DE SWINIARSKI, GOUDERGUES, LOMBARD, MAYER, THIRION, VAGANOV Phys. Rev. C1 1970 (444).
- Bl 65 BLOORE, BRENNER Nucl. Phys. 53 1965 (320).
- Bo 68 BORELLI, KINSEY, SHRIVASTAVA Phys. Rev. 174 1968 (1147).
- Bu 63 BUCK Phys. Rev. 130 1960 (712).
- Cl 64 CLARKE, CROSS Nucl. Phys. 53 1964 (177).
- Cr 66 CRAIG, DORE, GREENLESS, LOWE, WATSON Nucl. Phys. 79 1966 (177).
- Da 65 DARRIULAT, FOWLER, DE SWINIARSKI, THIRION 2nd Int. Symp. on polar. phen. in nucl. reaction KARLSRUHE 1965 (342).
- Da 66 DARRIULAT Nucl. Phys. 76 1966 (118).
- Fe 49 FERNBACH, SERBER, TAYLOR Phys. Rev. 75 1949 (1352).
- Fe 58 FESHBACH Ann. of Phys. 5 1958 (357).
19 1962 (287).
43 1967 (410).
- Fr 66 FRASCA, FINLAY, KOSHEL, GASSOLA Phys. Rev. 144 1966 (854).
- Fr 65 FRICKE, SATCHLER Phys. Rev. 139 1965 (567).

- Fu 68 FULCO, WONG Phys. Rev. 172 1968 (1062).
- Gr 67 GRIN Thèse Université de LAUSANNE 1967.
- Ha 66 HAYBRON Nucl. Phys. 79 1966 (33).
- Me 62 MELKANOFF, SAXON, NODVIK, CANTOR A fortran prog. for elastic scatt.
analyses with the nucl. model Berkeley 1962.
- Me 66 MELKANOFF, SAWADA, RAYNAL, Methods in computational phys. 1966.
- No 70 NOBLE Phys. Let. 31B 1970 (253).
- No 62 NODVIK, DUKE, MELKANOFF Phys. Rev. 125 1962 (975).
- Pe 62 PEREY, BUCK Nucl. Phys. 32 1962 (353).
- Pe 63 PEREY Phys. Rev. 131 1963 (745).
- Ra 69 RAYNAL Rapport D Ph-T/69 - 42 1969.
- Ro 65 ROSEN, BEERY, GOLDBERGER, AUERBACH Ann. of Phys. 34 1965 (96).
- Sa 67 SATCHLER Nucl. Phys. A 100 1967 (4818).
- Sa 70 SATCHLER 3rd Int. Symp. on polar. Phen. in nucl. reactions
MADISON 1970.
- Sh 68 SHERIF, BLAIR Phys. Let. 28 B 1968 (489).
- Sz 63 SZABO Thèse Doctorat GRENOBLE 1963.
- Ta 65 TAMURA Rev. of Mod. Phys. 37 1965 (679).
- Ta 67 TAMURA, WONG, GRIN, JOSEPH Phys. Let. 25 B 1967 (387).
- Ta 70 TATISCHEFF, BRISSAUD Nucl. Phys. A 155 1970 (89).
- Wa 69 WATSON, SINGH, SEGEL Phys. Rev. 182 1969 (182).
- Wo 56 WOLFENSTEIN Annual Rev. of Nucl. Science 1956.
- Zo 71 ZOFKA, RIPKA Nucl. Phys. A 168 1971 (65).
- Zo 69 ZOMBECK M.I.T. Thèse 1969.

A N N E X E



CALCUL D'ERREUR SUR L'ASYMETRIE MESUREE ET SUR LE POUVOIR D'ANALYSE DU DIFFUSEUR,

Nous définissons l'asymétrie mesurée par :

$$\phi = P_1 P_2 (\theta, E) = \frac{D(\theta) - G(\theta) (D'(\theta)/G'(\theta))}{D(\theta) + G(\theta) (D'(\theta)/G'(\theta))}$$

où P_1 est la polarisation des neutrons incidents

$P_2(\theta, E)$ est le pouvoir d'analyse du diffuseur pour une énergie E des particules incidentes et pour une diffusion à un angle θ .

$D(\theta)$ et $G(\theta)$ sont les nombres de coups vrais à deux angles symétriques par rapport au faisceau incident, pour un faisceau incident polarisé.

$D'(\theta)$ et $G'(\theta)$ sont les comptages correspondant pour un faisceau incident non polarisé.

Cas général.

Nous considérons D, G, D', G' , comme des variables aléatoires indépendantes.

La variance de ϕ est alors :

$$\sigma^2 = \left(\frac{\partial \phi}{\partial D} \right)^2 \sigma_D^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial G} \right)^2 \sigma_G^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial D'} \right)^2 \sigma_{D'}^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial G'} \right)^2 \sigma_{G'}^2$$

$$\sigma^2 = \frac{4 (DG D'G')^2}{(DG' + GD')^4} \left[\frac{\sigma_D^2}{D^2} + \frac{\sigma_G^2}{G^2} + \frac{\sigma_{D'}^2}{D'^2} + \frac{\sigma_{G'}^2}{G'^2} \right]$$

En fait, ce qui est déterminé sur un spectre de temps de vol, c'est le nombre total d'événements

$N_D = D + F_D$ avec F_D événements fortuits soustendus par le spectre :

$$\sigma_D^2 = \sigma_{ND}^2 + \sigma_{FD}^2$$

Si les événements fortuits sont estimés sur n_F canaux, le spectre étant totalisé sur n_S canaux

$$\sigma_{FD}^2 = F_D \frac{n_S}{n_F}$$

$$\sigma_D^2 = N_D + F_D \frac{n_S}{n_F} = D + F_D \left(1 + \frac{n_S}{n_F} \right)$$

D'où la variance :

$$\begin{aligned} \sigma^2 = \frac{4(DG D'G')^2}{(DG' + GD')^4} & \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'} + \frac{F_D}{D^2} \left(1 + \frac{n_S}{n_F} \right) + \frac{F_G}{G^2} \left(1 + \frac{n_S}{n_F} \right) \right. \\ & \left. + \frac{F_{D'}}{D'^2} \left(1 + \frac{n_S}{n_F} \right) + \frac{F_{G'}}{G'^2} \left(1 + \frac{n_S}{n_F} \right) \right) \end{aligned}$$

En fait, afin que la correction de fausse asymétrie c'est-à-dire le rapport des comptages obtenus avec un faisceau non polarisé, soit valable il faut que les estimations du niveau de coïncidences fortuites et l'intégration des pics soient faites sur le même nombre de canaux pour une même voie

$$\begin{aligned} (n_s)_D &= (n_s)_{D'}, & (n_F)_D &= (n_F)_{D'}, \\ \sigma^2 &= \frac{4(DG D'G')^2}{(DG' + GD')^4} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'} + \left(\frac{F_D}{D^2} + \frac{F_{D'}}{D'^2} \right) \left(1 + \frac{n_s}{n_F} \right)_D \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{F_G}{G^2} + \frac{F_{G'}}{G'^2} \right) \left(1 + \frac{n_s}{n_F} \right)_G \right) \end{aligned}$$

si le nombre d'événements fortuits est estimé sur le même nombre de canaux que l'intégrale du pic on obtient :

$$\sigma^2 = \frac{4 (DGD'G')^2}{(DG' + GD')^4} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'} + 2 \left(\frac{F_D}{D^2} + \frac{F_G}{G^2} + \frac{F_{D'}}{D'^2} + \frac{F_{G'}}{G'^2} \right) \right) \quad (1)$$

Estimation du nombre d'événements fortuits par calcul, expérience par expérience.

Le sélecteur multicanaux se comporte en fait comme une succession de coïncidences dont la résolution est la largeur en temps de canal.

Connaissant l'étalonnage en temps et ayant vérifié la linéarité de la conversion temps amplitude nous pouvons écrire que :

$$f_i = (2\tau) N_{\alpha}^i N_N^i / T_i$$

f_i nombre de coïncidences fortuites par canal pour le $i^{\text{ème}}$ enregistrement

2τ résolution en temps d'un canal

N_{α}^i comptage alpha pendant le temps T_i

N_N^i comptage neutron pendant le temps T_i

Si le spectre est intégré sur n canaux, le nombre d'événements vrais est pour le $i^{\text{ème}}$ enregistrement :

$$N_D^i = n_D (2\tau_D N_{\alpha}^i N_{ND}^i) / T_i$$

l'expression de l'asymétrie mesurée devient alors :

$$\phi = \frac{\left[(N_D - (2\tau)_D n_D \sum_i N_{\alpha}^i N_{ND}^i / T_i) (N'_G - (2\tau)_G n_G \sum_j N_{\alpha}^{'j} N_{NG}^{'j} / T_j) - (N_G - (2\tau)_G n_G \sum_i N_{\alpha}^i N_{NG}^i / T_i) (N'_D - (2\tau)_D n_D \sum_j N_{\alpha}^{'j} N_{ND}^{'j} / T_j) \right]}{\left[(id) + (id)' \right]}$$

L'expression de la variance devient :

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \left(\frac{\partial \phi}{\partial N_D} \right)^2 \sigma_{N_D}^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial N_G} \right)^2 \sigma_{N_G}^2 + (id)' + \left(\frac{\partial \phi}{\partial (2\tau)_D} \right)^2 \sigma_{(2\tau)_D}^2 \\ & + \left(\frac{\partial \phi}{\partial (2\tau)_G} \right)^2 \sigma_{(2\tau)_G}^2 + \sum_i \left(\frac{\partial \phi}{\partial N_{\alpha}^i} \right)^2 \sigma_{N_{\alpha}^i}^2 + \sum_i \left(\frac{\partial \phi}{\partial N_{ND}^i} \right)^2 \sigma_{N_{ND}^i}^2 \\ & + \sum_i \left(\frac{\partial \phi}{\partial N_{NG}^i} \right)^2 \sigma_{N_{NG}^i}^2 + (id)' \end{aligned}$$

ce qui après calcul des différents termes donne :

$(id)'$ signifie : quantité analogue à la précédente pour un faisceau incident non polarisé.

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \frac{4(DGD'G')^2}{(DG' + GD')^4} \left(\left(\frac{\sigma_{ND}^2}{D^2} + \frac{\sigma_{NG}^2}{G^2} \right) + (id)' + \frac{\sigma^2(2\tau_D)}{(2\tau_D)^2} \left(\frac{F'_D}{D'} - \frac{F_D}{D} \right)^2 \right. \\ & + \frac{\sigma^2(2\tau_G)}{(2\tau_G)^2} \left(\frac{F'_G}{G'} - \frac{F_G}{G} \right)^2 + \left(\sum_i \left(\frac{F_D^i}{D} - \frac{F_G^i}{G} \right)^2 \frac{\sigma_{N_{\alpha}^i}^2}{N_{\alpha}^2} \right) + (id)' \\ & \left. + \left(\sum_i \left(\frac{F_D^i}{D} \right)^2 \frac{\sigma_{N_{ND}^i}^2}{N_{ND}^2} + \sum_i \left(\frac{F_G^i}{G} \right)^2 \frac{\sigma_{N_{NG}^i}^2}{N_{NG}^2} \right) + (id)' \right) \end{aligned}$$

Ecrivons cette expression sous la même forme que (1) :

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \frac{4(DGD'G')^2}{(DG' + GD')^4} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'} + \frac{F_D}{D^2} + \frac{F_G}{D^2} + \frac{F'_D}{D'^2} + \frac{F'_G}{G'^2} \right. \\ & + \frac{\sigma^2(2\tau_D)}{(2\tau_D)^2} \left(\frac{F'_D}{D'} - \frac{F_D}{D} \right)^2 + \frac{\sigma^2(2\tau_G)}{(2\tau_G)^2} \left(\frac{F'_G}{G'} - \frac{F_G}{G} \right)^2 + \left(\sum_i \left(\frac{F_D^i}{D} - \frac{F_G^i}{G} \right)^2 \right. \\ & \left. \frac{\sigma_{N_{\alpha}^i}^2}{N_{\alpha}^2} \right) + (id)' + \left(\sum_i \left(\frac{F_D^i}{D} \right)^2 \frac{\sigma_{N_{ND}^i}^2}{N_{ND}^2} + \sum_i \left(\frac{F_G^i}{G} \right)^2 \frac{\sigma_{N_{NG}^i}^2}{N_{NG}^2} \right) + (id)' \right) \end{aligned} \quad (2)$$

Pour obtenir la variance du pouvoir d'analyse on prend :

$$\frac{\sigma^2_{p2}}{p_2^2} = \frac{\sigma^2_{\phi}}{\phi^2} + \frac{\sigma^2_{p1}}{p_1^2}$$

$$\sigma^2_{p_2} = \frac{\sigma^2_{(p_1 p_2)}}{p_1^2} + \frac{\sigma^2_{p_1}}{p_1^2} \cdot p_2^2 \quad (3)$$

Cas de la normalisation spectre à spectre en fonction de la polarisation du

faisceau incident :

Soit P_i la polarisation moyenne du faisceau incident pendant la durée d'un enregistrement.

Nous calculons la polarisation moyenne en pondérant en fonction du flux incident, donc en fonction des N_{α}^i

$$P_1 = \bar{P} = \sum_i P_i N_{\alpha}^i / \sum_i N_{\alpha}^i$$

soient les écarts à la moyenne :

$$P_i = \bar{P} (1 + \epsilon_i) \quad \text{avec} \quad \sum_i \epsilon_i N_{\alpha}^i = 0$$

calculons l'expression :

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{D_i}{P_i} &= \frac{1}{\bar{P}} \sum_i \frac{D_i}{1 + \epsilon_i} \\ &= \frac{1}{\bar{P}} \sum_i D_i (1 - \epsilon_i + \epsilon_i^2 + \dots) \\ \sum_i \frac{D_i}{P_i} &= \frac{D}{\bar{P}} - \frac{1}{\bar{P}} \sum_i D_i \epsilon_i + \frac{1}{\bar{P}} \sum_i D_i \epsilon_i^2 \end{aligned}$$

Le nombre d'événements vrais dans le pic est relié au flux incident par la section efficace :

$$D_i = k N_{\alpha}^i \frac{d\sigma}{d\Omega} (1 + P_i P_2 \cos \psi)$$

$$D_i = A N_{\alpha}^i + B \bar{P} N_{\alpha}^i (1 + \epsilon_i) = D_i^0 + B \bar{P} N_{\alpha}^i (1 + \epsilon_i)$$

où D_i^0 est le nombre d'événements en flux non polarisé pour un même nombre d'alpha :

$$\sum_i D_i \epsilon_i = A \sum_i N_{\alpha}^i \epsilon_i + \bar{P}_B \sum_i N_{\alpha}^i \epsilon_i + \bar{P}_B \sum_i N_{\alpha}^i \epsilon_i^2 = \bar{P}_B \sum_i N_{\alpha}^i \epsilon_i^2$$

$$\sum_i D_i \epsilon_i \simeq \sum_i D_i \epsilon_i^2 - \sum_i D_i^0 \epsilon_i^2$$

$$\sum_i \frac{D_i}{P_1} \simeq \frac{D}{\bar{P}} + \frac{1}{\bar{P}} \left(\sum_i D_i^0 \epsilon_i^2 - \sum_i D_i \epsilon_i^2 \right) + \dots$$

Si les variations de la polarisation du faisceau incident sont faibles on peut négliger le terme en ϵ_i^2 (carré de l'écart à la moyenne), sinon on peut estimer l'ordre de grandeur de l'erreur introduite par la substitution d'une moyenne générale à la normalisation spectre à spectre.

Calcul de l'erreur sur l'asymétrie dans le cas d'une normalisation spectre à spectre :

Dans le calcul d'erreur on négligera les termes en ϵ_i^2 ; En appelant $\sigma_{P_1 P_2}^2$ la variance calculée précédemment on trouve :

$$\begin{aligned} \sigma_{P_2}^2 &= \frac{\sigma_{P_1 P_2}^2}{\bar{P}_1^2} + \frac{4 (DGD'G')^2}{(DG' + GD')^4} \frac{(DG' + GD')}{\bar{P}_1^2} \left(\frac{1}{GD'} \sum_i \frac{\epsilon_i^{FD^i}}{D^2} \right. \\ &+ \frac{1}{DG'} \sum_i \frac{\epsilon_i^{FG^i}}{G^2} \\ &+ \frac{\sigma^2(2\mathcal{L}_D)}{(2\mathcal{L}_D)^2} \frac{1}{G'} \sum_i \frac{\epsilon_i^{FD^i}}{D^2} + \frac{\sigma^2(2\mathcal{L}_G)}{(2\mathcal{L}_G)^2} \frac{1}{D'} \sum_i \frac{\epsilon_i^{F'G}}{G^2} \\ &+ \sum_i \frac{\sigma_{N_{\alpha}^i}^2}{N_{\alpha}^i{}^2} \left(\frac{F_G^i}{G} - \frac{F_D^i}{D} \right) \left(\frac{F_{G'}^i}{G'} - \frac{F_{D'}^i}{D'} \right) \frac{\epsilon_i}{DG} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_i \frac{N_{ND}^2}{N_{ND}^2} \frac{F_D^2}{D^2} \frac{\epsilon_i}{D'G} + \sum_i \frac{N_{NG}^2}{N_{NG}^2} \frac{F_G^2}{G^2} \frac{\epsilon_i}{DG'} \\
 & + \frac{1}{\bar{P}_1^2} \frac{1}{(DG' + GD')^2} \sum_i \frac{\sigma_{P_i}^2}{P_i^2} (G_i D' - D_i G')^2 (1 + 2 \epsilon_i)
 \end{aligned} \tag{4}$$

Ordres de grandeur :

L'estimation des ordres de grandeur a été effectuée dans deux situations extrêmes : 25° et 125°.

25° :

Comptages totalisés.

N_D	11 718	F_D	440	N_G	11106	FG	195
N'_D	30 718	F'_D	2420	N'_G	31052	F'_G	2365

Comptages par enregistrement (valeurs moyennes).

N_i	$5,5 \cdot 10^6$	N_{ND}^i	$0,23 \cdot 10^6$	F_D^i	2,2	N_{NG}^i	$0,2 \cdot 10^6$	F_G^i	2,04
N'^i	$20 \cdot 10^6$	N'_{ND}^i	$0,67 \cdot 10^6$	$F_D'^i$	24,5	N'_{NG}^i	$0,6 \cdot 10^6$	$F_G'^i$	21,5

$$(2\tau)_D = (2\tau)_G = 0,774 \text{ ns}$$

nombre d'enregistrements polarisés : 74

non polarisés : 56

125° :
=====

Comptages totalisés.

N _D	2870	F _D	1120	N _G	2453	F _G	880
N' _D	11262	F' _D	7000	N' _G	10071	F' _G	6325

Comptages par enregistrement (valeurs moyennes).

N ⁱ	5.5 10 ⁶	N ⁱ _{ND}	0.55 10 ⁶	F ⁱ _D	6.86	N _{NG}	D.6 10 ⁶	F ⁱ _G	5,8
N' ⁱ	20 10 ⁶	N' ⁱ _{ND}	1.8 10 ⁶	F' ⁱ _D	81.2	N' _{NG}	1.9 10 ⁶	F' ⁱ _G	69.3

Erreur sur l'asymétrie mesurée.

Nous pouvons simplifier l'expression en faisant plusieurs remarques :

1) l'analyse multicanales est faite sur le même appareil pour toutes les voies donc

$$\frac{\sigma^2(2\tau_G)}{(2\tau_G)^2} = \frac{\sigma^2(2\tau_D)}{(2\tau_D)^2}$$

2) les quantités $\frac{F_D^i}{D^3}$ et $\frac{F_G^i}{G}$ sont petites et du même ordre de grandeur ($2 \cdot 10^{-4}$ à 25° , $6 \cdot 10^{-3}$ à 125°)

$$\text{De même pour } \frac{F_{D'}^i}{D'} \text{ et } \frac{F_{G'}^i}{G'} \quad (10^{-3} \text{ à } 25^\circ, 2 \cdot 10^{-2} \text{ à } 125^\circ)$$

les termes $\left(\frac{F_D^i}{D} - \frac{F_G^i}{G}\right) \frac{2}{N_{\alpha}^i}$ et $(id)'$ sont de l'ordre de 10^{-12} et 10^{-11} soit pour une centaine d'enregistrements 10^{-10} et 10^{-9} . Ces termes sont négligeables devant $1/D$ qui est de l'ordre de 10^{-3} au minimum.

3) les contributions des termes $\sum_i \left(\frac{F_D^i}{D} \right)^2 \frac{\sigma_{ND}^2}{N_{ND}^2}$

de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-8} sont aussi négligeables devant les termes en $1/D$

L'expression (2) simplifiée devient :

$$\sigma^2 \simeq \frac{4(DG - D'G')^2}{(DG' + D'G)^4} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'} + \frac{F_D}{D^2} + \frac{F_G}{G^2} + \frac{F_{D'}}{D'^2} + \frac{F_{G'}}{G'^2} \right. \\ \left. + \frac{\sigma^2(2\tau)}{(2\tau)^2} \left(\left(\frac{F_{D'}}{D'} - \frac{F_D}{D} \right)^2 + \left(\frac{F_{G'}}{G'} - \frac{F_G}{G} \right)^2 \right) \right)$$

Pour comparer les erreurs provenant des deux types d'estimation du nombre de coïncidences fortuites, nous décomposerons les contributions sous la forme suivante :

$$\sigma_{P_1 P_2}^2 \quad (\text{formule 1}) \quad \simeq \quad \left(A + B + \frac{n_s}{n_F} B \right)$$

$$\sigma_{P_1 P_2}^2 \quad (\text{formule 2}) \quad \simeq \quad (A + B + C)$$

Avec :

$$A = \frac{1}{D} + \frac{1}{G} + \frac{1}{D'} + \frac{1}{G'}$$

$$B = \frac{F_D}{D^2} + \frac{F_G}{G^2} + \frac{F_{D'}}{D'^2} + \frac{F_{G'}}{G'^2}$$

$$C = \frac{\sigma^2(2\tau)}{(2\tau)^2} \left(\left(\frac{F_{D'}}{D'} - \frac{F_D}{D} \right)^2 + \left(\frac{F_{G'}}{G'} - \frac{F_G}{G} \right)^2 \right)$$

$$\underline{\underline{25^\circ}}$$

$$1 \quad \sigma^2 \simeq 0.25 \quad \left(2.5 \cdot 10^{-4} + 0.13 \cdot 10^{-4} + \frac{n_s}{n_F} \cdot 0.13 \cdot 10^{-4} \right)$$

$$2 \quad \sigma^2 \simeq 0.25 \quad \left(2.5 \cdot 10^{-4} + 0.13 \cdot 10^{-4} + 0.01 \cdot 10^{-4} \right)$$

125°.

$$\begin{array}{lcl} 1 & \sigma^2 \simeq 0.25 & \left(1.7 \cdot 10^{-3} + 1.55 \cdot 10^{-3} + \frac{n_s}{n_F} \cdot 1.55 \cdot 10^{-3} \right) \\ 2 & \sigma^2 \simeq 0.25 & \left(1.7 \cdot 10^{-3} + 1.55 \cdot 10^{-3} + 0.8 \cdot 10^{-3} \right) \end{array}$$

Le 1er type d'estimation peut devenir intéressant si l'on dispose d'une plage de temps de vol suffisamment grande pour déterminer le niveau de bruit de fond $\left(\frac{n_s}{n_F} < 0.5 \right.$ pour 125° et $< 0,1$ pour 25°). Cette condition n'est pratiquement jamais remplie.

Remarque.

Dans nos mesures l'analyse multicanale pour les diffusions en flux incident polarisé et non polarisé, utilise pour les deux voies symétriques la même plage du sélecteur.

Dans ce cas les erreurs d'étalonnage ne sont pas seulement égales mais corrélées. Le terme C de l'expression (2) devient alors :

$$C = \frac{\sigma^2 (2U)}{(2\sigma)^2} \left(\frac{F_{D'}}{D'} - \frac{F_D}{D} + \frac{F_G}{G} - \frac{F_{G'}}{G'} \right)^2$$

ce qui donne alors comme contribution à σ^2 :

$$\text{pour } 25^\circ \quad 0,015 \cdot 10^{-4} \quad \text{pour } 125^\circ \quad 0,08 \cdot 10^{-4}$$

Erreur sur le pouvoir d'analyse.

Les estimations sont faites sur la base hypothétique de variations de 10 % de la polarisation incidente et sur une correction enregistrement sur enregistrement en fonction de la valeur moyenne au cours de cet enregistrement.

Pour le cas le plus défavorable 125° (statistique faible et fort taux d'événements fortuits) nous trouvons (formule 4):

$$\sigma_{P_2}^2 = 7 \cdot 10^{-2} + 0,5 \cdot 10^{-2}$$

Dans ces mêmes conditions pour une valeur de la polarisation incidente stable à 1 ou 2 ‰, la valeur de P_1 étant moyennée sur l'ensemble des enregistrements,

$$\sigma_{P_2}^2 = 7 \cdot 10^{-2} + 0,25 \cdot 10^{-2}$$

Nous voyons que de petites variations de la valeur de la polarisation incidente n'introduisent pas une erreur sensible dans la valeur du pouvoir d'analyse mesuré.

R E M E R C I E M E N T S

Je remercie Monsieur le Professeur Francis PERRIN qui a bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire au Collège de France, en tant que chercheur du C N R S.

Je suis très reconnaissant à Madame MATHIEU-FARAGGI des encouragements qu'elle m'a prodigués et des discussions fructueuses qu'elle a bien voulu avoir avec moi.

Madame BENOIST-GUEUTAL et Monsieur THIRION ont bien voulu s'intéresser à ce travail, je les en remercie vivement.

Je voudrais d'autre part remercier Monsieur CROZON de l'appui qu'il m'a toujours fourni dans le laboratoire et de ses nombreux conseils.

Les travaux qui constituent l'objet de ma thèse ont été effectués dans le cadre du groupe "Neutron" et sont le fruit d'une collaboration de toute l'équipe. Que Messieurs KAHANE et DELPIERRE soient très vivement remerciés de leur aide amicale et efficace.

Je voudrais aussi remercier Monsieur RAYNAL du Service de Physique théorique de Saclay qui a mis à ma disposition ses programmes de calcul et m'a guidé dans cette phase difficile de l'exploitation.

Je tiens également à remercier tout particulièrement Monsieur SAGET dont la compétence et le dévouement ont permis d'abord la construction puis la bonne marche des appareils.

Messieurs COURTY, SAIGNE et SOKOLSKY nous ont apporté en plus de leur bonne humeur, leur aide efficace pour résoudre de nombreux problèmes techniques.

Que l'équipe "Calcul" , principalement Mademoiselle SAINT-AMAND et Messieurs PADUSCHEK et FAYE trouvent ici l'expression de ma reconnaissance. Les deux premiers eurent la lourde tâche de m'initier à la programmation.

Messieurs JOBEZ et BONIERBALE en plus de l'étude des appareils eurent le travail ingrat de reprendre tous les croquis, je les en remercie très sincèrement.

Mesdames MASSEI et PIETÉ ont assuré la frappe et la mise au point avec beaucoup de compétence et de gentillesse, je les en remercie.

Mes remerciements vont également au Laboratoire de Physique nucléaire et tout particulièrement au Service "Offset", qui a édité cette thèse.

TABLE DES MATIERES

	page
I - Introduction	1
II - Générateur de neutrons polarisés	3
III - Dispositif de mesure	19
IV - Acquisition et exploitation des résultats	35
V - Résultats expérimentaux	48
VI - Analyse des résultats	54
Conclusion	95
Références	99
Annexe :	
Calcul d'erreur sur l'asymétrie mesurée et sur le pouvoir d'analyse de diffuseur	

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'ETAT
THESE DE : SCIENCES PHYSIQUES

NOM : . . . Monsieur SENE
Prénoms : . . . Raymond
né le 2 Avril . . 1935 . a . . . Arpajon Dép^t : Seine et Oise

1ère THESE : " Contribution à l'étude de la structure du C^{12} à l'aide de
neutrons polarisés de 14,1 MEV.

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :



Vu et Approuvé

PARIS, le . . 26 . Juillet . 1971

Le Président

de l'Université de PARIS VI

A handwritten signature in dark ink, consisting of several loops and strokes, positioned below the text "de l'Université de PARIS VI".

